

АКАДЕМИК
А. Д. САХАРОВ

Научные труды

ОТФ ФИАН

ЦЕНТРОМ
МОСКВА 1995

ББК 22.343
С22
УДК 535(075.8)

Академик А.Д. Сахаров. Научные труды. Сборник.– М.: АОЗТ «Издательство ЦентрКом», 1995.– 528 с., ил. ISBN 5-87129-004-3

Книга представляет практически полное собрание научных трудов А.Д. Сахарова. Тематические главы книги отражают широкий круг его интересов: от управляемой термоядерной реакции до проблем фундаментальной физики, научно-популярных статей и учебных задач. Наряду с опубликованными статьями в нее вошли также некоторые рассекреченные отчеты и кандидатская диссертация А.Д. Сахарова. Все статьи снабжены комментариями специалистов.

Редакционная коллегия

Б.Л. Альтшулер
Л.В. Келдыш (председатель)
Д.А. Киржниц
В.И. Ритус

Отделение теоретической физики
Физического института им. П.Н. Лебедева
Российской Академии наук.

С $\frac{1604060000-002}{9Т6(03) - 95}$

ISBN 5-87129-004-3

© А.Д. Сахаров, 1995

© составление:

Физический институт им. П.Н. Лебедева
Российской Академии наук, 1995

СОДЕРЖАНИЕ

От редколлегии.	6
I. БОМБА	
1. Из «Воспоминаний» А.Д. Сахарова	9
II. ТЕОРИЯ ПЛАЗМЫ И УПРАВЛЯЕМЫЙ ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ	
2. Температура возбуждения в плазме газового разряда (1948)	19
3. Теория магнитного термоядерного реактора (Часть II) (1958)	24
III. МЮОННЫЙ КАТАЛИЗ	
4. Пассивные мезоны (1948)	41
5. О реакциях, вызываемых μ -мезонами в водороде (1957)	44
IV. ФИЗИКА ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ ВЕЩЕСТВА	
6. Экспериментальное исследование устойчивости ударных волн и механических свойств вещества при высоких давлениях и температурах (1964)	59
7. Магнитная кумуляция (1965)	65
8. Взрывомагнитные генераторы (1966)	69
V. ТЕОРИЯ АТОМНОГО ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ	
9. Генерация жесткой компоненты космических лучей (1946)	91
10. Влияние рассеяния на интенсивность пучка в синхротроне (1948) ..	106
11. Взаимодействие электрона и позитрона при рождении пар (1948) ..	111
12. Кварковая структура и массы сильновзаимодействующих частиц (1966)	118
13. Массовая формула для мезонов и барионов с учетом шарма (1975) .	132
14. Массовая формула для мезонов и барионов (1980)	135
15. Оценка постоянной взаимодействия кварков с глюонным полем (1980)	139
16. Топологическая структура элементарных зарядов и СРТ-симметрия (1972)	150

VI. ТЕОРИЯ ИНДУЦИРОВАННОЙ ГРАВИТАЦИИ

17. Вакуумные квантовые флуктуации в искривленном пространстве и теория гравитации (1967)	155
18. Вакуумные квантовые флуктуации в искривленном пространстве и теория гравитации (препринт ИПМ, 1967)	157
19. Спектральная плотность собственных значений волнового уравнения и поляризация вакуума (1975)	163
20. О скалярно-тензорной теории гравитации (1974)	194

VII. КОСМОЛОГИЯ

21. Начальная стадия расширения Вселенной и возникновение неоднородности распределения вещества (1965)	197
22. О максимальной температуре теплового излучения (1966)	216
23. Нарушение CP -инвариантности, C -асимметрия и барионная асимметрия Вселенной (1967)	219
24. Кварк-мюонные токи и нарушение CP -инвариантности (1967)	222
25. Антикварки во Вселенной (1969)	225
26. Барионная асимметрия Вселенной (1979)	235
27. Барионная асимметрия Вселенной (1988)	247
28. Многолистная модель Вселенной (1970)	269
29. Космологические модели Вселенной с поворотом стрелы времени (1979).....	276
30. Многолистные модели Вселенной (1982)	283
31. Космологические переходы с изменением сигнатуры метрики (1984)	299
32. Испарение черных мини-дыр и физика высоких энергий (1986)	314
33. Космомикрофизика – междисциплинарная проблема (1989)	320

VIII. РАДИОАКТИВНАЯ ОПАСНОСТЬ

34. Радиоактивный углерод ядерных взрывов и непороговые биологические эффекты (1958).....	325
35. О радиоактивной опасности ядерных испытаний (1958)	334

IX. ЯДЕРНАЯ ЭНЕРГЕТИКА, СЕЙСМОЛОГИЯ, ЭКОЛОГИЯ

36. Ядерная энергетика и свобода Запада (1978)	342
37. Письмо президенту АН СССР академику Г.И. Марчуку (1986)	345
38. Выступление на общем собрании АН СССР по вопросам экологии 29 декабря 1988 г.....	355

Х. НАУЧНО-ПОПУЛЯРНЫЕ И ФУТУРОЛОГИЧЕСКИЕ ПУБЛИКАЦИИ	
39. Самая высокая температура (1966)	361
40. Симметрия Вселенной (1967)	362
41. Наука будущего (прогноз перспектив развития науки) (1968).....	376
42. Существует ли элементарная длина? (1968)	000
43. Предисловие к книге Вл. Карцева «Трактат о притяжении или история геркулесова камня-магнита...» (1968).....	397
44. Из анкеты СЕТИ (1972)	399
45. Мир через полвека (1974)	400
46. Рецензия на книгу Ф. Дайсона «Тревожа Вселенную» (1979)	409
47. Послесловие к статье Я.Б. Зельдовича «Возможно ли образование Вселенной «из ничего»?» (1988)	412
ХІ. ПЕРСОНАЛИИ, ПИСЬМА	
48. Черновики писем Дж.А. Уилеру	417
49. Памяти Игоря Евгеньевича Тамма	419
50. Письмо Я.Б. Зельдовичу	421
51. О Якове Борисовиче Зельдовиче	425
ПРИЛОЖЕНИЯ	
I-1. Теория ядерных переходов типа 0 – 0 (1947)	428
I-2. Стенограмма заседания ученого совета (1947)	474
I-3. Р.Г. Далитц. Кандидатская диссертация А.Д. Сахарова	485
II. О целесообразности использования в вычислительной технике троичной системы счисления с минус-цифрой	500
III. Любительские и учебные задачи А.Д. Сахарова	
Любительские задачи	501
Учебные задачи А.Д. Сахарова	512
БИБЛИОГРАФИЯ	
Научные, научно-популярные работы А.Д. Сахарова, а также некоторые его статьи и выступления по энергетике и экологии	519

ОТ РЕДКОЛЛЕГИИ

Эта книга – первое на русском языке издание научных трудов А.Д. Сахарова¹. Будучи подготовлена к печати Физическим институтом АН СССР, где Сахаров работал (с перерывами) с 1945 г. до конца жизни, эта публикация служит также выражением особых чувств, которые испытывают финансы к своему выдающемуся сотруднику.

Сахаров был одним из крупнейших ученых нашего времени, оставившим яркий след во многих областях физики и смежных научных и технических дисциплин. Им основан целый ряд направлений, испытавших бурное развитие и лежащих сегодня в центре внимания науки, таких, например, как пути мирного использования энергии ядерного синтеза или проблема барионной асимметрии Вселенной. Он стоял у истоков новой, находящейся на стыке физики микромира и космологии области науки – космофизики. Поэтому работы Сахарова продолжают вызывать живой интерес, далеко выходящий за рамки истории физики и техники второй половины XX века.

Между тем, научная деятельность Сахарова относительно малоизвестна. Множество людей планеты воспринимает его преимущественно как общественного деятеля. И более близкие к науке люди мало что могут добавить к его официальному (академик) и неофициальному (отец советской водородной бомбы) научным титулам. Даже знакомство большинства физиков с трудами Андрея Дмитриевича оставляет желать много лучшего. Этому было немало причин: «закрытость» многих работ Сахарова, его многолетняя изоляция от научного сообщества, сознательное замалчивание его имени (вплоть до изъятия соответствующих ссылок в работах, развивающих сахаровские идеи) и, наконец, личная его скромность, несовместимая с понятием «самореклама» в самом невинном его смысле. Все это придает особую значимость настоящему изданию, которое сделает научное наследие Сахарова доступным достаточно широкому кругу людей.

Во многом неповторимым был и сам облик Сахарова-ученого². Свообразие его творческой личности проявлялось в силе и независимости его физического мышления, в научной смелости, в широте и глобальности тематики его работ. Особенно поражало в Андрее Дмитриевиче удивительное сочетание талантов инженера-физика и абстрактного теоретика, выразившееся в выдающихся достижениях и в прикладной науке, которой Сахаров отдал лучшие годы жизни, и в фундаментальной физике, прогресс которой вызывал у него до конца дней чувство трепетного восторга. Несомненно, что «феномен Сахарова-ученого» привлечет внимание историков науки (а также, возможно, и историков нашей эпохи – ведь путь Сахарова к общественной деятельности пролегал через науку). Хочется надеяться, что данное издание окажется небесполезным и в этом плане.

По замыслу этой книги она призвана осуществить по возможности полный охват научного наследия Сахарова. С этой целью в нее включены материалы, относящиеся к

¹ На английском языке издан сборник избранных трудов Сахарова: A.D. Sakharov, Collected Scientific Works. Ed. D. ter Haar, D.V. Chudnovsky, G.V. Chudnovsky, New York and Basel: Marcel Dekker Inc., 1982, не охватывающий последнего периода его творчества. Французский перевод этого сборника опубликован издательством Anthropos, Paris, 1984. Несколько важнейших работ Сахарова опубликовано в журнале УФН 161, №5 (1991).

² Попытка воссоздать этот облик по воспоминаниям товарищей по работе, коллег и друзей сделана в журнале Природа, №8, 1990 (см. также сборник: А.Д. Сахаров. Этюды к научному портрету. Глазами коллег и друзей. Вольномыслие. М.: Физическое Общество СССР, Мир, 1991) и в сборнике АДС глазами физиков. Воспоминания об Андрее Дмитриевиче Сахарове, ФИАИ, готовится к печати. (Английский перевод этой книги: Andrei Sakharov, Facets of a Life France: Editions Frontières, 1991).

экологии, подземной атомной энергетике и предупреждению катастрофических последствий землетрясений, а также ряд научно-популярных статей, учебных и любительских задач, имеющих отношение к науке писем. В то же время это издание не является академическим собранием сочинений физика Сахарова и за его бортом остался целый ряд материалов, включение которых в книгу казалось нецелесообразным или было невозможным. Сюда относятся до сих пор не рассекреченные спецотчеты, вместо которых приведены выдержки из воспоминаний Сахарова и другие материалы.

Как правило, статьи Сахарова в этом издании сопровождаются комментариями с целью подчеркнуть значение его идей и отразить их сегодняшнюю судьбу. Комментарии принадлежат как самому автору³, так и специалистам в соответствующей области, которым мы приносим благодарность за их участие в настоящем издании.

Редколлегия благодарит Е.Г. Боннэр, Л.А. Сахарову и А.Е. Верного за полезные консультации и предоставление ряда архивных материалов.

Мы признательны сотрудникам Лаборатории теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова Объединенного института ядерных исследований С.Г. Бондаренко и О.Г. Ткачеву, а также сотруднику ОТФ ФИАН А.В. Субботину, выполнившим непростую задачу компьютерного набора книги. Мы благодарны директору ЛТФ ОИЯИ Д.В. Ширкову за содействие в выполнении этой работы. За помощь при подготовке книги к печати мы благодарим сотрудников ОТФ ФИАН Б.М. Болотовского, Ю.М. Брука, Н.М. Демину, И.М. Дремина, А.И. Зельникова, М.И. Зельникова, И.В. Канатчикова, А.В. Леонидова, А.Г. Наргизяна, М.О. Птицына, Д.Ю. Саврасова, А.М. Семихатова, О.П. Сергееву, В.Я. Файнберга.

Мы заранее благодарим читателей за их замечания по этой книге, которые надеемся учесть при ее последующих изданиях.

Список сокращенных обозначений названий некоторых книг и журналов:

- В-I: *Андрей Сахаров. Воспоминания.* Нью-Йорк: Изд-во им. Чехова, 1990. (Знамя 1990, № 11-12; 1991, № 1-5).
- В-II: *Андрей Сахаров.* Горький, Москва, далее везде. Нью-Йорк: Изд-во им. Чехова, 1990. (Знамя 1991, № 9, 10).
- Coll: *A. D. Sakharov. Collected Scientific Works /Ed. D. ter Haar, D.V. Chudnovsky and G.V. Chudnovsky. New York and Basel: Marcel Dekker Inc., 1982.* В настоящей книге используются выдержки из автореферата А.Д. Сахарова, написанного в 1981 г. специально для этого сборника, а также некоторые комментарии к его статьям из того же сборника. Редакция признательна издательству Marcel Dekker Inc. за разрешение использовать эти материалы.
- ЯФ: Ядерная физика.
- ЖЭТФ: Журнал экспериментальной и теоретической физики.
- ДАН: Доклады Академии наук СССР.
- ТМФ: Теоретическая и математическая физика.
- УФН: Успехи физических наук.

³Из книг В-I, В-II, Coll; см. список сокращенных обозначений.

I

БОМБА

1. ИЗ «ВОСПОМИНАНИЙ» А.Д. САХАРОВА

1. Задача специальной группы Тамма, как нам ее сформулировал Игорь Евгеньевич на основании имевшихся у него документов, сводилась к тому, чтобы проанализировать расчеты группы Зельдовича по некоторому конкретному проекту термоядерного устройства военного назначения, в случае необходимости и по мере возможности уточнить, исправить и дополнить и дать независимое заключение по всему проекту в целом. Два месяца я прилежно занимался изучением отчетов группы Зельдовича, а также повышением своих очень скудных тогда знаний по газодинамике и астрофизике (последнее – поскольку физика звезд и физика ядерного взрыва имеют много общего). Газодинамику мы все изучали тогда по соответствующему тому замечательной многотомной монографии Ландау и Лифшица. Думал я об этих предметах непрерывно. Однажды, прочитав у Ландау и Лифшица о так называемых автомодельных решениях уравнений газодинамики (т.е. таких, в которых решение уравнений в частных производных сводится к уравнениям в полных производных), я пошел в баню (я уже писал, что в нашей квартире никакой ванны не было). Стоя в очереди в кассу, я сообразил (исходя из соображений подобия), что гидродинамическая картина взрыва в холодном идеальном газе при мгновенном точечном выделении энергии описывается функциями одной переменной. Правда, потом оказалось, что раньше это решение было найдено Седовым (впоследствии академиком), а еще раньше – Теллером. Но я вскоре по этому образцу придумал еще несколько автомодельных решений, полезных для качественного и полуколичественного описания интересующих нас процессов.

По истечении двух месяцев я сделал крутой поворот в работе. А именно, я предложил альтернативный проект термоядерного заряда, совершенно отличный от рассматривавшегося группой Зельдовича по происходящим при взрыве физическим процессам и даже по основному источнику энерговыделения. Я ниже называю это предложение «1-й идеей».

Вскоре мое предложение существенно дополнил Виталий Лазаревич Гинзбург, выдвинув «2-ю идею».

Наш вариант отличался от рассматривавшегося Зельдовичем тем, что отсутствовал вопрос о принципиальной осуществимости; кроме того, были существенные инженерные и технологические отличия. Более высокие характеристики наш

проект приобрел в результате добавления «3-й идеи», в которой я являюсь одним из основных авторов. Окончательно «3-я идея» оформилась уже после первого термоядерного испытания в 1953 году; я, насколько позволяют требования секретности, подробно пишу об этом ниже. (*В-1, часть I, гл. 6, с. 139-140*)

2. ... Уже в первые месяцы нового 1954 года нам, теоретикам объекта, стало ясно, что мои предложения... не обещают ничего хорошего. Первоначально я возлагал особые надежды на некоторые «экзотические» (назовем их условно так) особенности предложенной конструкции. Но первые же оценки показали, что даже в завышающих предположениях эти особенности лишь очень немного увеличивают мощность. При этом они были крайне неудобны конструктивно и очень ограничивали возможности применения изделий этого типа. Мы приняли решение ликвидировать всю эту экзотику. После этой операции стало окончательно ясно, что изделие – малообещающее! Расчеты нескольких вариантов, проведенные в Москве по нашим заданиям, неизменно приводили к близким между собой и низким, по сравнению с желаемыми, значениям мощности.

Между тем, у нас возникла новая идея принципиального характера, назовем ее условно «третья идея» (имея в виду под первой и второй идеями высказанные мной и Гинзбургом в 1948 году). В некоторой форме, скорей в качестве пожелания, «третья идея» обсуждалась и раньше, но в 1954 году пожелания превратились в реальную возможность.

По-видимому, к «третьей идее» одновременно пришли несколько сотрудников наших теоретических отделов. Одним из них был и я. Мне кажется, что я уже на ранней стадии понимал основные физические и математические аспекты «третьей идеи». В силу этого, а также благодаря моему ранее приобретенному авторитету, моя роль в принятии и осуществлении «третьей идеи», возможно, была одной из решающих. Но также, несомненно, очень велика была роль Зельдовича, Трутнева и некоторых других, и, быть может, они понимали и предугадывали перспективы и трудности «третьей идеи» не меньше, чем я. В то время нам (мне, во всяком случае) некогда было думать о вопросах приоритета, тем более, что это было бы «дележом шкуры убитого медведя», а задним числом восстановить все детали обсуждений невозможно, да и надо ли?..

Так или иначе, с весны 1954 года основное место в работе теоретических отделов – Зельдовича и (после отъезда Тамма) моего – заняла «третья идея». Работы же по «классическому» изделию велись с гораздо меньшей затратой сил и, особенно, интеллекта. Мы были убеждены в том, что в конце концов такая стратегия будет оправдана, хотя понимали, что вступаем в область, полную опасностей и неожиданностей. Вести работы по «классическому» изделию в полную силу и одновременно быстро двигаться в новом направлении было невозможно, силы наши были ограничены, да мы и не видели в старом направлении «точки приложения сил». Вскоре аналогичный крен возник и в других секторах объекта – у конструкторов, газодинамиков и некоторых других.

В это время, в частности, важную работу по нашему заданию выполнила со своими сотрудниками Феоктистова.

Юлий Борисович Харитон, доверяя теоретикам и уверовав сам в новое направление, принял на себя большую ответственность, санкционировав переориентацию работы объекта и ведущихся по его заданию расчетных работ в Москве. В курсе событий был также Курчатов.

Вскоре в министерстве поняли, что происходит. Формально то, что мы делали (хотя и не афишировали), было вопиющим самоуправством. Ведь постановление правительства обязывало нас делать классическое изделие и ничего более. На объект приехал Малышев. Положение его в особенности оказалось трудным, ведь именно он, по моей докладной, был инициатором Постановления и главным ответственным лицом за его выполнение, так же, как и за ракетное постановление.

Сразу по приезде, едва сойдя с самолета, Малышев созвал ученый совет объекта и потребовал доложить ему о ходе работ по классическому изделию. Он сразу заявил, что мы, конечно, вправе вести «поисковые» работы, какими бы фантастическими они не были, но только – без какого-либо ущерба для классического изделия, – вспомнив поговорку о синице в руках и журавле в небе. Он сначала рассчитывал на мою поддержку, считая меня, так же как и себя самого, ответственным за Постановление, но я не оправдал его надежд и говорил то же самое, что Зельдович и Харитон: что перспективной является только «третья идея», что с нею связан огромный риск, но мы обязаны в первую очередь выяснить именно ее возможности, а классическое изделие следует иметь в виду в качестве запасного варианта, не тратя на него слишком много усилий. Малышев не мог с нами согласиться. Он произнес страстную речь, которую можно было бы назвать блестящей, если бы только мы не были правы по существу. При этом Малышев все больше и больше терял самообладание, начал кричать, что мы авантюристы, играем судьбой страны и т.п. Речь его была длинной – и совершенно безрезультатной. Мы все остались при своем мнении. Полностью запретить работы по «третьей идее» Малышев не мог и не хотел, а то, с каким энтузиазмом, или верней – его отсутствием – мы относимся к классическому изделию, было вне его контроля. Потом подобные совещания, растягивающиеся на полдня, повторялись еще несколько раз, они становились все более безрезультатными и утомительными.

На нашу сторону решительно встал Курчатов. Это особенно мешало Малышеву, связывало ему руки. Малышев, наконец, добился того, что Курчатovu за антигосударственное поведение (не знаю точной формулировки) был вынесен строгий партийный выговор (снятый только через год, после отставки Малышева и удачного испытания «третьей идеи»).

Я хочу подчеркнуть, что Малышев вовсе не был «консерватором», не принимающим новое. Наоборот, в большом числе случаев он очень активно и умно его поддерживал. В частности, приоритет ракетной техники в значительной степени в его активе. Преимущество «третьей идеи» он тоже вполне был способен понять, но в данном случае он оказался связанным по рукам и ногам, не без моего участия. (В-1, часть I, гл. 12, с. 241–243)

3. ... Настало время сказать, как мы, я в том числе, относились к моральной человеческой стороне того дела, в котором мы активно участвовали. Моя позиция (сформировавшаяся в какой-то мере под влиянием Игоря Евгеньевича, его позиции и других вокруг меня) со временем претерпела изменения, я еще буду к этому возвращаться. Здесь же я скажу, какой она была первые 7–8 лет, до термоядерного испытания 1955 года. Как видно из предыдущего рассказа, меня тогда, в 1948 году, никто не спрашивал, хочу ли я участвовать в работах такого рода. Но то напряжение, всепоглощенность и активность, которые я проявил, зависели уже от меня. Постараюсь объяснить это, в том числе самому себе, через 34 года. Одна из причин (не главная) – была «хорошая физика». (Выражение Ферми по поводу атомной бомбы, его многие считали циничным, но цинизм обычно предполагает неискренность, а я думаю, что Ферми был искренним; не исключено также, что в этой реплике было что-то от попытки уйти от волнующего его вопроса. Ведь он сказал: «Во всяком случае, это хорошая физика», значит, подразумевалась и другая сторона вопроса.) Физика атомного и термоядерного взрыва действительно «рай для теоретика». Чисто теоретическими методами, с помощью относительно простых расчетов можно было уверенно описывать, что может произойти при температурах в десятки миллионов градусов, т.е. при условиях, похожих на те, которые имеют место в центре звезд. Например, если уравнение состояния вещества при умеренных давлениях и температурах не может быть сколько-нибудь просто вычислено теоретически (пока такие вычисления недоступны даже для ЭВМ), то тут оно выражается простой формулой:

$$P = a\rho T + bT^4$$

(P – давление, ρ – плотность, T – абсолютная температура, a и b – легко вычисляемые коэффициенты. Первый член – давление идеального полностью ионизированного газа, второй член – давление излучения. Когда-то Лебедев измерял давление света в тончайших, по тому времени, экспериментах – тут оно было огромным и определяющим. При такой гигантской температуре упрощается также вычисление давления вещества – ионизация полная и можно пренебречь взаимодействием частиц!). Столь же просты формулы для скорости термоядерной реакции – число актов реакции в единице объема в единицу времени равно (например, для реакции $D + T \rightarrow n + He^4$)

$$N = (\sigma v)_{DT} n_D n_T$$

(D – дейтон, T – тритон, n – нейтрон с энергией 14 МэВ, n_D и n_T – плотности ядер дейтерия и трития), где $(\sigma v)_{DT}$ – среднее значение произведения эффективного сечения реакции на скорость относительного движения ядер. Величина $(\sigma v)_{DT}$ легко вычисляется элементарным интегрированием, если из опыта известно сечение реакции σ в функции энергии E сталкивающихся частиц. Именно с вычисления этих интегралов известным каждому студенту-физику и математику методом «перевала» я и начал свою работу в группе Тамма, написал за несколько дней свой первый секретный отчет по этой тематике С1 (Сахаров, первый).

Термоядерная реакция, этот таинственный источник энергии звезд и Солнца в их числе, источник жизни на Земле и возможная причина ее гибели – уже была в моей власти, происходила на моем письменном столе!

И все же, я говорю это с полной уверенностью, не это увлечение новой для меня эффективной физикой, расчетами было главным. Я мог бы легко найти себе тогда – и в любое время – другое поле для теоретических забав (как Ферми, да простится мне это нескромное сравнение). Главным для меня и, как я думаю, для Игоря Евгеньевича и других участников группы было внутреннее убеждение, что эта работа *необходима*.

Я не мог не сознавать, какими страшными, нечеловеческими делами мы занимались. Но только что окончилась война – тоже нечеловеческое дело. Я не был солдатом в той войне – но чувствовал себя *солдатом* этой, научно-технической. (Курчатов иногда говорил: мы солдаты, – и это была не только фраза.) Со временем мы узнали, или сами додумались до таких понятий, как стратегическое равновесие, взаимное термоядерное устрашение и т.п. Я и сейчас думаю, что в этих глобальных идеях действительно содержится некоторое (быть может, и не вполне удовлетворительное) интеллектуальное оправдание создания термоядерного оружия и нашего персонального участия в этом. Тогда мы ощущали все это скорей на эмоциональном уровне. Чудовищная разрушительная сила, огромные усилия, необходимые для разработки, средства, отнимаемые у нищей и голодной, разрушенной войной страны, человеческие жертвы на вредных производствах и в каторжных лагерях принудительного труда – все это эмоционально усиливало чувство трагизма, заставляло думать и работать так, чтобы все жертвы (подразумевавшиеся неизбежными) были не напрасными (это чувство еще обострилось на объекте, я об этом пишу ниже). Это действительно была психология войны.

Я читал, что Оппенгеймер заперся в своем кабинете 6 августа 1945 года, в то время как его молодые сотрудники бегали по коридору Лос-Аламосской лаборатории, испуская боевые индейские кличи, а потом плакал на приеме у Трумэна. Трагедия этого человека, который в своей работе, по-видимому, руководствовался идейными, высокими мотивами, глубоко волнует меня (конечно, еще больше волнует вся трагическая история Хиросимы и Нагасаки, отразившаяся в его душе). Сегодня термоядерное оружие ни разу не применялось против людей на войне. Моя самая страстная мечта (глубже чего-либо еще) – чтобы это никогда не произошло, чтобы термоядерное оружие сдерживало войну, но никогда не применялось. (В-1, часть 1, гл.6, с.132–134)

КОММЕНТАРИИ К СТАТЬЕ 1

1. А.И. Павловский (из статьи «Воспоминания разных лет» – УФН, 1991, т.161, №5, с.137)

В 1990 г. в американском журнале была опубликована статья «Водородная бомба: Кто же выдал её секрет?». В ней отмечается, что информация, переданная Фуксом, не могла помочь русским в создании водородной бомбы, но, вместе с тем, делается еще одна

попытка, со ссылками на высказывания известного физика Ханса Бете, показать, что «по соотношению изотопов Андрей Сахаров мог достаточно легко сделать вывод о том, что... термоядерная реакция происходила в сверхжестком термоядерном горючем»¹. Речь идет о том, что в конце 1952 года было взорвано на земле сложное, тяжелое (65 тонн) устройство «Майк» с целью проверки идеи Улама – Теллера – «настоящей» водородной бомбы, или, как ее назвал Андрей Дмитриевич, – «третьей идеи». В результате взрыва образовалось большое количество радиоактивных продуктов, элементный анализ которых, в принципе, может позволить сделать определенные выводы о конструктивных особенностях термоядерного заряда. Авторы статьи пишут: «Итак, взорвав «Майк», Соединенные Штаты навели Советы на верный путь!». «Я считаю, что вероятно, это так и было, – говорит Бете. – Доказать это я не могу, а Сахаров, хотя он теперь и свободен, в определенной степени, вряд ли собирается рассказывать нам об этом». Попытаюсь кратко рассказать об этом. Естественно, что попытки проанализировать продукты взрыва «Майк» предпринимались, об одной из них Андрей Дмитриевич упоминает в его книге «Воспоминания». Однако они оказались безуспешными по одной простой причине – в то время сделать такой анализ мы просто не могли. Прежде всего, отсутствовала методика отбора проб радиоактивных продуктов взрыва в тихоокеанском районе (взрыв «Майк» был проведен на атолле Эниветок), что крайне важно для получения информативных проб. Перемещение продуктов взрыва в верхних слоях атмосферы на некоторое расстояние от места взрыва сопровождается существенным изменением их элементного состава, что исключает возможность каких-то достоверных выводов. Отсутствовали также методики анализа и аппаратура для детального элементного анализа проб. По этим причинам анализу, который ограничивался в основном поисками Ve^7 и U^{237} , были подвергнуты атмосферные осадки (снег), выпавшие в средней полосе России. Как и следовало ожидать, активность взятых проб оказалась на уровне естественного фона, что исключило возможность какого-либо анализа. Можно утверждать, что никакой информацией об элементном составе продуктов взрыва «Майк» Андрей Дмитриевич не располагал. Разработка «третьей идеи» Андрея Дмитриевича и его сотрудников от начала и до конца основывалась на их идеях и расчетах наших математиков. Следует заметить, что в ноябре 1955 г. впервые был испытан при сбрасывании с самолета боевой вариант (!) советской «настоящей» водородной бомбы.

2. Ю.А. Романов (из статьи «Отец советской водородной бомбы» – Природа, 1990, №8, с.20)

Шел 1948 год, когда в Физическом институте им. П.Н. Лебедева АН СССР была создана небольшая группа теоретиков под руководством И.Е. Тамма, которой специальным постановлением правительства было поручено исследовать возможности создания термоядерного оружия. Всего три года назад закончилась самая кровопролитная в истории человечества война, но уже произнесена печально известная фултонская речь Черчилля, в которой «старая доктрина равновесия сил» объявлена «несостоятельной» и тем самым положено начало «холодной войне». Измотанная страданиями и лишениями войны, наша страна для восстановления военного паритета срочно вела разработки атомного оружия и готовилась к испытанию первой атомной бомбы, страшную мощь которой продемонстрировали американцы в Хиросиме и Нагасаки. И уже было известно, что в США ведутся исследования по созданию водородной бомбы, основанной на реакции синтеза ядер тя-

¹Русский перевод статьи опубликован в журнале Инженер, 1990 г.: №8, с.30 и №9, с.28. См. также Д. Хирш, У. Мэтьюз, УФН 161, №5, 153 (1991).

железых изотопов дейтерия (d) или дейтерия и трития (t). Особенность такой бомбы в том, что энергия ее взрыва в значительной степени определяется количеством заложеного термоядерного горючего и может составлять мегатонны, в то время как энергия взрыва атомной бомбы деления ограничена целым рядом причин, в том числе необходимостью использования большого количества дорогостоящего делящегося вещества. Дело в том, что разделение и получение дейтерия значительно проще и дешевле, чем разделение изотопов урана и выделение плутония.

Инициатива создания водородной бомбы в США принадлежит Э. Теллеру и относится к 1942 г. В СССР, насколько мне известно, этот вопрос был поставлен в 1946 г. в специальном докладе, представленном правительству И.И. Гуревичем, Я.Б. Зельдовичем, И.Я. Померанчуком и Ю.Б. Харитоном. Вскоре в Институте химической физики АН СССР небольшой группой сотрудников (А.С. Компанец, С.П. Дьяков) под руководством Зельдовича были начаты исследования этой проблемы. Очевидно, что в силу исключительной секретности информация об уровне соответствующих работ в США отсутствовала. Однако, как теперь известно, на конец 40-х годов состояние этих исследований было примерно одинаковым.

Было ясно, что для поддержания термоядерной реакции нужна температура в несколько десятков миллионов градусов, и этого можно было достичь только при использовании атомной бомбы в качестве запала. Однако если ее просто окружить жидким дейтерием, это не приведет к заметному увеличению мощности взрыва. И вот почему. Из-за разлета вещества при высоком давлении и падения температуры из-за теплоотдачи скорость термоядерной реакции синтеза слишком мала, так что в такой конструкции успевают прореагировать только ничтожная часть ядер дейтерия. Положение существенно улучшилось бы при использовании трития, поскольку скорость dt-реакции при заданной температуре примерно в 100 раз больше, чем у dd-реакции. Однако трития в природе нет, его надо производить в ядерных реакторах, облучая литий нейтронами. Естественно поэтому, тритий дорог, кроме того, он радиоактивен с периодом полураспада 12,6 года, т.е. требует постоянного восполнения. Так что создание водородной бомбы было не только сложной технической и производственной задачей, но и требовало решения многих принципиальных чисто научных вопросов. Для этого и была создана группа во главе с Таммом – ученым с мировым именем, человеком большой души, исключительной честности и принципиальности.

Группа разместилась на третьем этаже дома на Миусской улице, в трех небольших комнатах, естественно, за закрытой дверью. Одна из комнат служила Игорю Евгеньевичу кабинетом. Большой письменный стол, ученическая доска, необходимая для дискуссий, над ней портрет Л.И. Мандельштама – друга и учителя Тамма. Рядом была комната В.Л. Гинзбурга и С.З. Беленского, а третья комната предназначалась для недавно защитившего кандидатскую диссертацию ученика Игоря Евгеньевича Андрея Сахарова. В этой комнате предоставили место для работы и мне, зачисленному в июне 1948 г. в аспирантуру ФИАН. Здесь я и познакомился с Андреем Дмитриевичем, под чьим непосредственным началом мне посчастливилось проработать вплоть до 1955 г.

Этот долговязый, скромно одетый человек в свои 27 лет уже пользовался авторитетом в научных кругах, отличался ясностью и четкостью мышления, лаконичностью изложения идей. Его кандидатская диссертация была посвящена теоретическим вопросам физики атомного ядра. За новые для него проблемы оборонного характера Андрей Дмитриевич взялся энергично, отдавая важному государственному делу все свои творческие силы.

Первые месяцы мы все знакомились с новой для нас областью технической физики, изучали литературу, ходили в Институт химической физики к Зельдовичу и его коллегам, знакомились с их работами, обсуждая возникающие вопросы у доски и постигая таким

образом азы новой для нас науки. Может показаться невероятным, но уже через пару месяцев Андреем Дмитриевичем были высказаны основополагающие идеи, определившие дальнейшее развитие всей проблемы.

В качестве горючего для термоядерного устройства группой Зельдовича рассматривался до этого жидкий дейтерий (возможно, в смеси с тритием). Сахаров предложил свой вариант: гетерогенную конструкцию из чередующихся слоев легкого вещества (дейтерий, тритий и их химические соединения) и тяжелого (U^{238}), названную им «слоистой». Оказывается, близкие соображения высказывались в 1946 г. Теллером, однако американские разработки пошли сначала по другому пути, который оказался тупиковым.

В чем же преимущество такого «слоеного пирога»? Во-первых, он дает возможность реализовать принцип «деление – синтез – деление», необходимый для повышения энергии взрыва. Нейтроны от dt -реакции с энергией выше порога деления U^{238} делят его, в результате чего выделяется дополнительная энергия. Но, что более важно, благодаря низкой теплопроводности урана сильно уменьшается теплоотток из вещества бомбы и, наконец, находясь в непосредственном соседстве с ураном, легкое вещество при нагреве до температур в десятки миллионов градусов оказывается сжатым в несколько раз. Это явление в кругах разработчиков ядерного оружия получило название «сахаризация». Физическая причина сахаризации предельно проста: при сверхвысоких температурах, когда вещество практически полностью ионизовано, выравниванию давлений в тяжелом и легком веществе отвечает одинаковая плотность электронов в них.

А это означает, что легкое вещество должно находиться в сильно сжатом состоянии, что, собственно, и нужно для увеличения скорости реакции синтеза. Если же в «слоику» включить еще и литий, то под действием нейтронов он будет превращаться в тритий, очень эффективно, как уже говорилось, участвующий в термоядерной реакции.

Идея применения в «слоике» изотопа Li^6 принадлежит В.Л. Гинзбургу. Дейтерид лития (LiD) ласково именовался им «лидочкой», хотя в отчетах, которые, как правило, писались от руки, вещества обозначались их условными наименованиями. И.В. Курчатов правильно оценил большие перспективы применения Li^6 , оперативно организовав его производство. В результате Советский Союз первым применил его в испытаниях водородного оружия.

Работы по «слоике» становились все более приоритетными и требовали присутствия Андрея Дмитриевича на «объекте» – во Всесоюзном научно-исследовательском институте экспериментальной физики, где с 1946 г. были сосредоточены основные исследования по созданию ядерного оружия. 17 марта 1950 г. на транспортном самолете ЛИ-2 Сахаров отбыл в институт на постоянную работу. Этим же самолетом летел и я – нам предстояли 5 напряженных лет совместной работы.

Еще в 1949 г. приехав на объект в командировку, Андрей Дмитриевич был ознакомлен с результатами первого испытания атомной бомбы. После этого конструкция водородной бомбы стала приобретать реалистический облик. Общее руководство проблемой осуществлялось Курчатовым, а научным руководителем работ и главным конструктором был Харитон...

... Что же делалось в это время в США? Сейчас мы имеем возможность узнать, как шли работы по термоядерному оружию в США¹ и сравнить ход их разработок с нашими.

Американский проект водородной бомбы вовсе не стал молниеносной программой, как его осенью 1949 г. рекламировал Э. Теллер. Первые расчеты на компьютере были выполнены только к концу 1949 г. Одна за другой отпадали оказавшиеся неудачными схемы, так что их авторы Теллер и С. Улам пребывали в глубоком пессимизме.

¹ Rhodes R. The Making of the Atomic Bomb. L., 1986; Hansen Ch. Nuclear Weapons. The History. N.Y., 1988.

В январе 1950 г. президент Трумэн принял решение о форсировании работ по созданию водородной бомбы, и вызвано это было успешным испытанием советской атомной бомбы в декабре 1949 г.

В этот период в Лос-Аламосе, где велись разработки термоядерного оружия, было предложено использовать дейтерий-тритиевую смесь для термоядерного горения внутри «инициатора» – бомбы деления. Эта конструкция является по существу усиленной атомной бомбой, в которой увеличен ее тротильный эквивалент. Идея получила подтверждение в испытаниях 1951 г., проведенных под кодовым названием «Гринхауз», во взрыве «Джордж».

1951 год был временем прозрения для создателей американского термоядерного оружия. В феврале Улам и Теллер высказали ряд фундаментальных идей, которые существенно ускорили процесс разработки термоядерного оружия², через месяц предложили использовать для усиления энергетического эффекта схему «деление – синтез – деление». Испытания «Майк» (1952 г.) и «Браво» (1954 г.) подтвердили правильность выбранного подхода.

12 августа 1953 г. на Семипалатинском полигоне прошли испытания первой нашей водородной бомбы. В них подтвердились ожидаемые характеристики «изделия», а также определено воздействие взрыва на различную военную технику и сооружения. В конструкции бомбы реализованы основополагающие идеи Сахарова, за что его по праву называют «отцом водородной бомбы».

Анализируя впоследствии результаты нашего первого испытания, Х. Бете отмечал, что это была не настоящая водородная бомба, поскольку в ней еще не были достигнуты высокие показатели сгорания термоядерного горючего. Да, действительно, «настоящая» водородная бомба была взорвана у нас позже, в 1955 г. Однако наша бомба 1953 г., в отличие от бомбы «Майк», которая весила 65 т, была не «сооружением», а транспортабельным объектом и перевозилась на самолете. Именно тогда в КБ С.П. Королева были начаты работы по созданию ракеты-носителя для нее. В дальнейшем термоядерные устройства существенно полегчали, а разработанная у Королева ракета-носитель послужила основой для запуска первого человека в космос.

После бурных приветствий по поводу удачного испытания, избрания академиком, присвоения звания Героя Социалистического Труда и лауреата Государственной премии Андрей Дмитриевич вновь углубился в работу по термоядерной проблеме. Не все проекты конца 1953–начала 1954 г. нашли свое воплощение. Ранней весной 1954 г. в обсуждениях с Зельдовичем родились идеи, к которым Улам и Теллер пришли в 1951 г. Возможно, не стоит удивляться, насколько одинаково мыслят ученые, даже полностью лишенные взаимной информации. Научные исследования имеют свою внутреннюю логику развития, и при такой концентрации усилий лучших умов в обеих странах ход разработок не мог не идти более или менее параллельно. . .

... 22 ноября 1955 г. успешным испытанием водородной бомбы, сброшенной с самолета, был завершён этап разработки основ термоядерного оружия. За выполнение этой работы многие ее участники получили высокие награды. Сахаров был удостоен второй звезды Героя Социалистического Труда и вместе с Курчатовым, Харитоновым и Зельдовичем – только что восстановленной Ленинской премии. На обороте их лауреатских значков – номера от одного до четырех. Третью звезду Героя Андрей Дмитриевич получил за испытание сверхмощной водородной бомбы в 1962 г. на полигоне «Новая Земля».

Таким образом, несколькими разными путями, после неудач и побед, США и СССР примерно одновременно (1954 и 1955 гг.) пришли к современному облику термоядерного оружия. Дальнейшее его развитие шло по пути совершенствования и специализации. . .

²Суть этих идей изложена в кн.: *Rhodes R. Op. cit.; Hansen Ch. Op. cit.*

3. Примечание редколлегии

За время подготовки книги к печати появились следующие публикации, проливающие дополнительный свет на историю создания советского ядерного оружия: В.А. Цукерман, З.М. Азарх, «Люди и взрывы», Звезда, 1990, № 9–11; Ю.Б. Харитон, Ю.Н. Смирнов, «О некоторых мифах и легендах вокруг советских атомного и водородного проектов», Энергия, 1993, № 9; Yury Khariton and Yury Smirnov, «The Khariton Version», Bull. Atomic Scientists, May 1993, pp.20–31; Ю.Б. Харитон, Ю.Н. Смирнов, «Откуда взялось и было ли нам необходимо ядерное оружие», Известия, 21 июля 1994 г.; Л.В. Альтшулер, «Вся жизнь в Атомграде», Наука и жизнь, 1994, № 2. См. также статьи В.Б. Адамского, Л.В. Альтшулера и Ю.Н. Смирнова, Октябрь, 1994, № 12.

II

ТЕОРИЯ ПЛАЗМЫ И УПРАВЛЯЕМЫЙ ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ

2. ТЕМПЕРАТУРА ВОЗБУЖДЕНИЯ В ПЛАЗМЕ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА *

Одним из наиболее распространенных методов измерения температуры газового разряда является оптический метод, основанный на измерении относительных интенсивностей соответственно подобранных атомных линий или полос молекулярных спектров. В случае наличия термодинамического равновесия между компонентами плазмы измеряемая величина, естественно, является истинной температурой плазмы. В случае же отсутствия термодинамического равновесия между электронами, с одной стороны, и атомами и молекулами – с другой, что имеет место в плазме низкого давления, возникает вопрос, чему же соответствует измеряемая оптическими методами температура, получившая название «температуры возбуждения».

Понятие «температуры возбуждения» может быть введено следующим образом. Предположим, что мы знаем вероятности переходов и интенсивности для некоторой группы спектральных линий. Мы можем тогда найти концентрации N_i атомов (или молекул) в каждом состоянии возбуждения и определить для данной группы линий вспомогательную величину T_a (температуру возбуждения), положив

$$\frac{N_i}{N_j} = \frac{g_i}{g_j} e^{-\frac{E_i - E_j}{kT_a}} ;$$

откуда

$$T_a = \frac{E_i - E_j}{k} \ln \frac{N_j g_i}{N_i g_j} . \quad (1)$$

Здесь E_i , E_j – энергии возбуждения, g_i , g_j – статистические веса соответственно верхней и нижней уровней соответствующего перехода.

*Изв. АН СССР, сер. физ. № 12, 372–375 (1948).

Ладенбург и Копферман [1] показали, что если считать основным процессом возбуждения атомных линий электронные удары и приравнять число электронных ударов первого к числу ударов второго рода (возбуждение и тушение), то из соотношения Клейна–Росселанда следует равенство $T_a = T_e$, где T_e – температура электронов.

Как известно, соотношение Клейна–Росселанда связывает между собой сечения S_{01} и S_{10} для ударов I и II рода и является следствием квантово-механических расчетов. В системе центра тяжести двух частиц имеем

$$S_{01}p_0^2g_0 = S_{10}p_1^2g_1, \quad (2)$$

где p – импульс частицы.

Пусть мы имеем неизотермическую смесь частиц двух сортов A и B ; каждый сорт обладает своей парциальной температурой (T_A , T_B) и массой (m_A , m_B). При столкновениях с частицами типа B частицы типа A могут возбуждаться (E_1 – энергия возбуждения). В этом случае можно найти из (2) отношение числа ударов первого рода Λ_{01} к числу ударов второго рода Λ_{10}

$$\frac{\Lambda_{01}}{\Lambda_{10}} = \frac{g_1 N_{A_0}}{g_0 N_{A_1}} e^{-\frac{E_1}{kT}}, \quad (3)$$

где

$$\tau = \frac{T_A m_B + T_B m_A}{m_A + m_B}.$$

Если газ B – электронный газ, то $m_B \ll m_A$ и «относительная температура» $\tau \approx T_e$. Если, далее, $\Lambda_{01} = \Lambda_{10}$ (предложение Ладенбурга и Копфермана), сравнение (1) и (3) даст

$$T_a = T_e.$$

Необходимо отметить, однако, что в тех конкретных условиях (идеальные газы низкого давления), которые рассматривали Ладенбург и Копферман, их предположение $\Lambda_{01} = \Lambda_{10}$ не может считаться выполненным (см., например, [2]).

При низких электронных концентрациях вероятность высвечивания $\Lambda_f \sim \sim 10^8 \text{ с}^{-1}$ значительно превосходит вероятность электронных ударов второго рода Λ_{10} , равную

$$\Lambda_{10} = \frac{1}{N_1} \int dN_1 dn_e S_{10} v_e \approx n_e S_{10} v_e,$$

где n_e – концентрация электронов, v_e – относительная скорость электрона и атома.

Λ_{10} становится сравнимым с Λ_f только при довольно высоких электронных концентрациях n_e , которые достижимы лишь при нескольких миллиметрах ртутного столба (например, $n_e = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $v_e = 10^8 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$, $S_{10} = 10^{-14} \text{ см}^2$; при этом $\Lambda_f = \Lambda_{10}$).

Область $\Lambda_{10} \ll \Lambda_f \approx \Lambda_{01}$ подробно изучена Фабрикантом и его сотрудниками (см. [3,4]). Так как концентрации возбужденных состояний в этой области

пропорциональны n_e , величина n_e не входит в (1) (сокращается) и температура возбуждения T_a связана с T_e некоторой функциональной зависимостью (но не равна ей).

При переходе к давлениям порядка атмосферного (где Λ_f можно уже пренебречь) возникает дискуссионный вопрос об относительной роли газовых и электронных соударений для температуры возбуждения атомных линий. Оценка Орнштейна и Бринкмана [5] относится к условиям дуги, свободно горящей в атмосфере. Авторы составляют два числа (g – газ, e – электроны)

$$\Lambda_{10}^g = S_{10}^g n_g v_g ; \quad \Lambda_{10}^e = S_{10}^e n_e v_e ,$$

где

$$v_e = \sqrt{\frac{M_g}{M_e}} v_g = 3 \cdot 10^2 .$$

S_{10}^g они считают примерно равным S_{10}^e , основываясь на опытах по тушению резонансной флуоресценции; для n_e они принимают значение $10^{-4} n_g$ (что с нашей точки зрения несколько натянуто – n_e может быть в 10–100 раз больше). Орнштейн и Бринкман тогда получают $\Lambda_{10}^g \sim 30 \Lambda_{10}^e$ и делают вывод о превалирующей роли молекулярных столкновений. Не говоря уже о натянутом характере исходных числовых данных (S_{10}^g, v_e) этой оценки, необходимо подчеркнуть, что отношение $\Lambda_{10}^g / \Lambda_{10}^e$ само по себе еще ничего не говорит. Существенно не только число соударений, но и средняя порция энергии, переходящая при каждом неупругом соударении из одной формы энергии (энергия возбуждения) в другую (кинетическая энергия). Эта средняя порция энергии Δ очень мала в случае резонансных газовых соударений ($\Delta_g \ll \Delta_e \approx E_1$). E_1 (и Δ_e) порядка 1 эВ, а Δ_g меньше 0,1 эВ.

Вместо чисел Λ_{10}^g и Λ_{10}^e более правильно сравнивать выражения вида

$$\left. \begin{aligned} D_g &= (\Delta_g)^2 \Lambda_{10}^g , \\ D_e &= (\Delta_e)^2 \Lambda_{10}^e . \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Вторая степень Δ в выражениях (4) обосновывается следующим образом.

Если Δ очень мало, распределение молекул по уровням возбуждения удовлетворяет дифференциальному уравнению, один из членов которого имеет вид $D d^2 N / dE^2$ [где D определено в (4)].

В случае больших $\Delta \sim E$ мы не можем перейти от алгебраического уравнения для N_i к дифференциальному, однако естественно по-прежнему использовать D как характеристику интенсивности процесса взаимного превращения форм энергии. Использование (4) приводит к выводу о превалирующем значении механизма электронных соударений в реальных условиях дуги (Δ_e больше Δ_g в десятки раз, а Λ_{10}^g не может быть больше Λ_{10}^e в сотни раз).

Таким образом, измерение температуры возбуждения для атомных линий дает нам сведения о температуре электронов. Необходимо только знать, можно ли пренебрегать в каждом данном условиях высвечиванием или, наоборот, ударами второго рода, или, наконец, мы имеем промежуточный случай. В первом случае «температура возбуждения» есть непосредственно электронная температура плазмы. В остальных же случаях «температура возбуждения» не имеет непосредственного смысла.

Перейдем теперь к вопросу о физическом смысле T_a для электронно-ротационных полос. Вероятности w электронно-ротационных переходов $k_0 \rightarrow k_1$ простым образом зависят от ротационного квантового числа k_0 ($w_R \sim k_0/g_0$ при $k_1 = k_0 - 1$, $w_P \sim (k_0 + 1)/g_0$ при $k_1 = k_0 + 1$).

Обычный способ нахождения T_a таков: откладывают $\ln I/wg_0$ (I – интенсивность спектральной линии) в функции $k_0(k_0 + 1)$. Из наклона получающейся прямой получают T_a . Достоинство удивления, что на опыте получается ясно выраженная прямая даже при таких малых давлениях газа, при которых время высвечивания $\frac{1}{\lambda_f} \sim 10^{-8}$ с значительно меньше среднего времени между двумя соударениями молекул $1/S_g n_g v_g$ (см., например, опыты Линдха [6]; давление азота было равно 0,1 мм; возбуждение производилось электронами с энергией около 150 эВ, T_a найдено равным около 500 К).

Из этих опытов очевидно, что возбуждение электронным ударом не нарушает существенным образом больцмановское распределение по k (распределение молекул по ротационным уровням в верхнем электронном состоянии копирует это распределение в нижнем состоянии). Нам кажется, что причина этого лежит в следующем. Максимальный момент импульса $\delta = k_0 - k_{00}$, который электрон может передать молекуле при соударениях, равен (в единицах \hbar) $2Rp_e = 2R/\lambda_e$, где $2R$ – размер молекулы, а $\lambda_e = 1/p_e$ – длина волны де Бройля для электрона. Эта оценка следует как из классических соображений, так и из формул борновского приближения.

Дальше мы произвели следующие ориентировочные расчеты. Зависимость сечения S_{01} от k_0 и δ была аппроксимирована некоторой удобной для вычислений функцией; δ_{\max} мы приняли равным 5, что разумно для условий опыта Линдха. Распределение по k_{00} принято больцмановским с $T_a = 500$ К. Оказалось, что при $k_0 \geq 5$ распределение по k_0 (после электронного удара) также хорошо изображается формулой Больцмана с $T_a = 500$ К. Считая выясненной природу копирующего свойства электронных ударов, можем перейти к выяснению факторов, определяющих распределение по k_{00} . Необходимо опять составить D_g и D_e согласно (4). Месси [7] нашел, что сечение неупругого столкновения электрона с двухатомной молекулой может быть порядка газокинетического, если молекула обладает дипольным моментом. Однако k_{00} при этом меняется лишь на 1, т.е. Δ_e много меньше $\Delta_g \sim kT$. Это обстоятельство приводит к выполнению в широком интервале условий неравенства $D_g \gg D_e$, т.е. обеспечивает равенство T_a и газовой температуры. Таким образом, мы имеем возможность измерения температуры газа по распределению интенсивностей в электронно-ротационной полосе.

В заключение я должен выразить глубокую благодарность С.Л. Мандельштаму за постановку темы и многочисленные обсуждения.

*Физический институт им. П.Н. Лебедева
Академии наук СССР*

Литература

- [1] R. Ladenburg and H. Kopfermann, *Naturwiss.* **19**, 512 (1931).
- [2] К. Паневкин, *ЖЭТФ* **9**, 1007 (1939).
- [3] В.А. Фабрикант, *ДАН СССР* **15**, 451 (1937).
- [4] В.А. Фабрикант, *УФН* **27**, 1 (1937).
- [5] S. Ornstein, H. Brinkman, *Physica* **1**, 797 (1934).
- [6] A.E. Lindh, *Zs. f. Phys.* **67**, 67 (1931).
- [7] H.S.W. Massey, *Proc. Camb. Phil. Soc.* **28**, 99 (1932).

КОММЕНТАРИИ К СТАТЬЕ 2

1. А.Д. Сахаров (В-1, часть I, гл. 5, с. 122)

В начале 1948 года сотрудник ФИАНа оптик проф. С.Л. Мандельштам (сын Л.И. Мандельштама) попросил меня произвести расчеты каких-то неравновесных процессов в плазме газового разряда, деталей я не помню. Я выполнил эти расчеты (потом они были даже опубликованы). Эта работа явилась поводом для поездки в Киев на спектроскопическую конференцию, что было очень приятно.

2. И.И. Сوبельман

История этой статьи А.Д. Сахарова такова.

С.Л. Мандельштам привлек внимание А.Д. Сахарова к ряду вопросов, связанных со спецификой энергообмена электронов с атомами и молекулами в низкотемпературной плазме умеренной и низкой плотности, существенных, в частности, для оптического метода измерения температуры газового разряда.

В статье содержатся два принципиально важных момента. Прежде всего продемонстрировано четкое понимание наиболее важной особенности предельного случая низкой плотности, получившего в дальнейшем название коронального предела. А.Д. Сахаров пришел к соответствующим результатам независимо от Эдлена (несколько более ранняя работа Эдлена, опубликованная в Швеции в военные годы, не была известна в то время в ФИАНе).

Вторым очень важным шагом было выяснение специфики энергообмена электрона в столкновениях с атомами и молекулами в тех случаях, когда потеря энергии электроном в столкновении много меньше его энергии и может быть обоих знаков (потеря и приобретение энергии). А.Д. Сахаров показал, что в этих случаях энергообмен имеет характер фоккер-планковского процесса.

В настоящее время оба упомянутых выше результата представляются почти тривиальными, настолько они стали общепринятыми. Однако в то время краткая статья А.Д. Сахарова сыграла очень важную принципиальную роль.

3. Л.А. Вайнштейн

В этой работе А.Д. Сахаров, по-видимому, «открыл» для себя и обсуждает следствия отступления от термодинамического равновесия в излучаемой плазме умеренной и низкой плотности. Очевидно, ему (и вообще в ФИАНе) тогда еще не была известна работа Эдлена (1942, Швеция), в которой был сформулирован предельный случай низкой плотности (т.н. корональный предел). В будущей деятельности ему предстоит использовать этот предельный случай как обычный рабочий аппарат. Эти представления (разумеется, в их дальнейшем развитии) актуальны и в наши дни.

Вторая половина работы затрагивает также важный вопрос – об относительной роли столкновений с атомами и электронами, в то время весьма неясный (отчасти и в наше время). При совершенно правильной постановке вопроса А.Д. Сахаров использует весьма завышенные оценки сечений ударов второго рода с атомами.

3. ТЕОРИЯ МАГНИТНОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА *

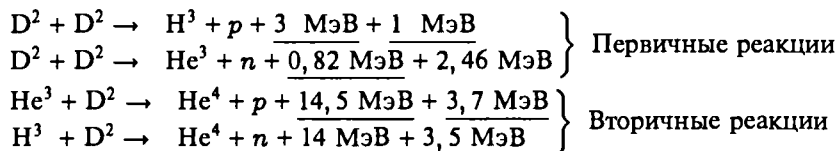
(Часть II)**

В работе И.Е. Тамма [1] изложены свойства высокотемпературной плазмы в магнитном поле, дающие надежду на осуществимость МТР. Ниже излагаются другие вопросы теории МТР, а именно:

§1. Термоядерные реакции. Тормозное излучение. §2. Расчет большой модели. Критический радиус. Краевые явления. §3. Мощность подмагничивания. Оптимальная конструкция. Производительность по активным веществам. §4. Дрейф в неоднородном магнитном поле. Подвешенный ток. Индукционная стабилизация. §5. Проблема плазменной неустойчивости.

§1. Термоядерные реакции. Тормозное излучение

В МТР могут идти следующие реакции



Подчеркнута энергия, которая сообщается заряженным частицам и поддерживает термоядерную реакцию в МТР.

Скорость протекания реакции характеризуется временем τ , в течение которого каждое ядро испытывает одно столкновение, сопровождающееся реакцией

$$\left. \begin{array}{l} \tau_D^{-1} = N_D ([\bar{\sigma}\bar{v}]_1 + [\bar{\sigma}\bar{v}]_2) ; \\ \tau_{H^3}^{-1} = N_D [\bar{\sigma}\bar{v}]_{H^3+D} ; \\ \tau_{He^3}^{-1} = N_D [\bar{\sigma}\bar{v}]_{He^3+D} . \end{array} \right\} \quad (1.1)$$

*Сб. *Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций*, М.: Изд-во АН СССР, 1958, т.1, с.20–30; см также УФН 93, 564–571 (1967).

**Работа выполнена в 1951г. Части I и III написаны И.Е.Таммом.

N_D – число дейтонов в 1 см^3 ; $[\bar{\sigma}v]$ – усредненное по максвелловскому распределению произведение сечения на относительную скорость.

В табл. 1 приведены для ориентации в порядках величин времена τ , соответствующие $N_D = 0,77 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (использованы отчетные данные 1950 г.).

Таблица 1

T , кэВ	10	20	50	100	200	300
Время жизни D по отношению к обем реакциям (первичным)	7620	1770	421	202	112	85,5
Время жизни H^3	134	34	15,3	13,8	18,0	23,0
Время жизни He^3	27400	8850	322	89,9	51,2	46,4

На графике № 1 отложено, в функции температуры, количество энергии Q_1 , сообщаемое при той же плотности $N_D = 0,77 \cdot 10^{14}$ заряженным частицам в 1 см^3 в 1 с (учтены только первичные реакции¹).

Для сравнения приведена энергия Q_2 , уносимая тормозным (рентгеновским) излучением, вычисленная по формуле

$$Q_2 = a N_D^2 \sqrt{T_{\text{МэВ}}} (1 + \alpha T). \quad (1.2)$$

$\alpha = 5,05 \text{ МэВ}^{-1}$ (этот член обусловлен в основном электронно-электронными соударениями): $a = 1,7 \cdot 10^{-20}$. На графике 1 видно, что в системе достаточно больших размеров возможна самоподдерживающаяся реакция ($Q_1 > Q_2$).

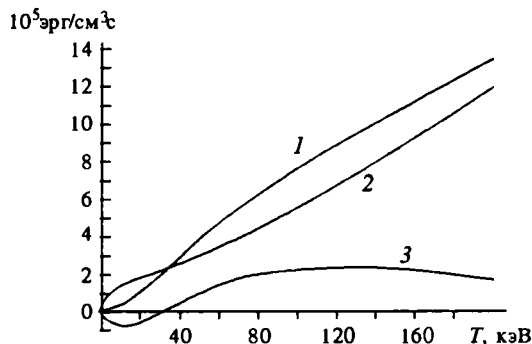


График 1

- 1 энергия, сообщаемая заряженным частицам;
2 энергия тормозного излучения;
3 их разность.

¹ $Q_1 = \frac{N_D}{\tau_D} \frac{3 \text{ МэВ} + 1 \text{ МэВ} + 0,82 \text{ МэВ}}{4} 1,6 \cdot 10^{-7}$.

§2. Расчет большой модели. Критический радиус. Краевые явления*

Рассмотрим прямой бесконечный цилиндр радиуса R . Пренебрежем эффектами, обусловленными нейтральными частицами. В этом предположении радиальный ионный ток j (в стационарном случае) отсутствует.

Согласно [1],

$$j \sim \frac{n^2}{T^{1/2}} \left(\frac{\nabla n}{n} + \frac{1}{4} \frac{\nabla T}{T} \right); \quad (2.1)$$

отсюда при $j = 0$ имеем

$$nT^{1/4} = \text{const} = n_0 T_0^{1/4}, \quad (2.1a)$$

где n_0 и T_0 – число дейтонов в 1 см^3 и температура на оси цилиндра. Из (2.1a) видно, что $p = 2nT$ (давление) максимально в центре и спадает до малого значения у стенки. Согласно [1], магнитное поле в системе с цилиндрической симметрией меняется так, что остается постоянной сумма давлений газа и магнитного поля:

$$\frac{H^2}{8\pi} + 2nT = \text{const}. \quad (2.16)$$

Запишем далее закон сохранения энергии. Пусть π эрг/см²с есть тепловой поток, обусловленный теплопроводностью плазмы. Имеем

$$\text{div} \pi = \left(\frac{n}{N_D} \right)^2 Q(T), \quad (2.1b)$$

где $Q = Q_1 - Q_2 = 0,77 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$; относительно Q_1 и Q_2 см. выше. Тогда (T – в эргах)

$$\pi = \frac{3,6 \cdot 10^{-8} n^2}{H^2 \sqrt{T}} \left(\nabla T + \frac{7}{2 \left(\sqrt{\frac{M}{2m}} + \frac{1}{\sqrt{2}} + \frac{41}{8} \right)} \frac{T}{n} \nabla n \right). \quad (2.2)$$

Из (2.1a) имеем $\frac{T}{n} \nabla n = -\frac{1}{4} \nabla T$, т.е.

$$\pi = -\frac{3,5 \cdot 10^{-8} n^2}{H^2 \sqrt{T}} \nabla T. \quad (2.1r)$$

Совместное рассмотрение уравнений (2.1a), (2.1r) дает возможность найти распределение всех величин по радиусу трубы, а также то критическое значение

* Расчет большой модели (с пренебрежением крайвыми явлениями и вторичными реакциями) впервые был произведен И. Е. Таммом в октябре 1950 г. Обнадеживающие результаты, касающиеся роли процессов с нейтральными частицами, были получены И. Е. Таммом для системы с малой плотностью (температурный скачок).

радиуса, при котором выделение термоядерной энергии сравнивается с уходом тепла к стенкам. Для рассмотрения были введены безразмерные переменные. В частности, магнитное поле входит в комбинации, пропорциональной HR , откуда следует, что критический радиус R_K обратно пропорционален H_0 .² Найдено (при пренебрежении вторичными реакциями и краевыми эффектами для $T_0 = 107$ кэВ):

$$R_K H_0 \approx 10^7 \text{ Гс} \cdot \text{см} . \quad (2.3)$$

Приняв $H_0 = 25000$ Гс, имеем $R_K = 400$ см.

Заметим, что численное значение коэффициента термодиффузии, равное $1/4$ при $\nabla T/T$ в формуле (2.1), имеет принципиальное значение для осуществимости МТР. Это проще всего понять из следующих соображений. Теплоотдача всякого тела по порядку величины (в стационарном случае, при не очень неоднородном выделении энергии) пропорциональна

$$I = L \int_{T_1}^{T_0} \kappa(T) dT ,$$

где L - линейные размеры; κ - теплопроводность; T_0 - температура в центре; T_1 - температура на границе. В нашем случае $\kappa \sim n^2/\sqrt{T}$. Пусть $n \sim T^{-\alpha}$, где α , для общности, не обязательно равно $1/4$ [обобщение формулы (2.1a)]. Имеем $\kappa \sim 1/T^{1/2+2\alpha}$. При $\alpha = 1/4$ $I \sim \ln(T_0/T_1) \approx 15$; при $\alpha > 1/4$ I может быть весьма велико. Например, при $\alpha = 1/2$ $I \sim \sqrt{T_0/T_1} \approx 10^3$. При $\alpha < 1/4$ интеграл сходится при $T_1 \rightarrow 0$. Было проверено, что наличие в дейтериевой плазме примесей с $Z > 1$ (гелий, воздух и т. д.) уменьшает α , т.е. действует в этом смысле в благоприятную сторону (расчеты Е.С. Фрадкина). На графиках 2 и 3 изображены распределения T и n для случая $H_0 = 25000$ Гс; T_1 принято около 1000 С (см. ниже). Магнитное поле в центре спадает до очень малых величин, поэтому n_0 можно вычислять по формуле

$$n_0 = \frac{H_0^2}{16\pi T} . \quad (2.4)$$

При $H_0 = 25000$ Гс, $T = 100$ кэВ $= 1,6 \cdot 10^{-7}$ эрг имеем $n_0 = 0,77 \cdot 10^{14}$ см⁻³. На графике 4 изображено выделение энергии в единице объема при n_0 , описываемом формулой (2.4), $H_0 = 25000$ Гс. Очевидно, наиболее целесообразно работать при наименьшей температуре, при которой термоядерная реакция является самоподдерживающейся.

²Этот результат легко понять без всяких вычислений. Выделение тепла на 1 см цилиндра $\sim R^2 Q n_0^2$. Уход тепла пропорционален $\sim n_0^2 T^{1/2} H_0^{-2}$. Для нахождения R_K приравняем эти выражения. Отсюда $R_K^2 \sim T^{1/2} Q^{-1} H_0^{-2}$.

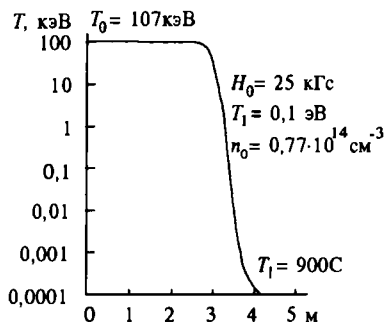


График 2
Распределение температуры

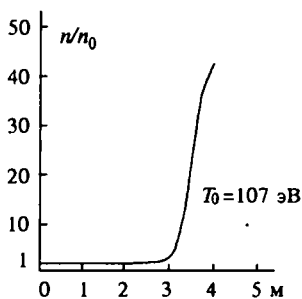


График 3
Распределение плотности

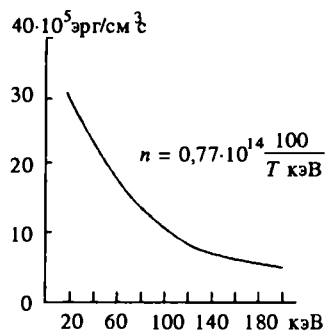


График 4
Полная выделяемая мощность



Рис. 1

В имеющихся в настоящее время расчетах не учитывались вторичные реакции и возрастание тормозного излучения при появлении в системе He^3 и He^4 . Вероятно, первый из упомянутых факторов (снижающий R_K) более важен. Видимо, можно дополнительно уменьшить R_K принудительным сжиганием He^3 .

Лишь самые предварительные качественные оценки могут быть сделаны по вопросу о ходе решения вблизи стенки, где важную роль играют летящие от стенки нейтральные атомы и молекулы (полностью аналогичная задача была решена И.Е. Таммом для случая малой модели, причем выявился эффект температурного скачка).

Пренебрежем: а) рекомбинацией в объеме плазмы (будем учитывать только рекомбинацию на стенках); б) столкновениями нейтральных атомов между собой.

При этих предположениях можно найти качественную картину решения (рис.1) и затем проверить законность исходных предположений. Температура ионов испытывает около стенки скачок T' . Летящие от стенки медленные нейтральные частицы испытывают перезарядку на очень малом расстоянии от стенки (доли миллиметра). Возникают быстрые нейтральные частицы, которые облада-

ют заметным пробегом порядка 1 см. Разница пробега быстрых и медленных нейтральных частиц обусловлена тем, что пробег есть произведение времени свободного пролета на скорость частицы. Время свободного пролета определяется относительной скоростью нейтральных и заряженных частиц и изменяется при изменении скорости нейтральной частицы лишь в $\sqrt{2}$ раз.

Разберем предельный случай, когда вероятность ионизации равна произведению некоторого α на вероятность перезарядки; $\alpha \ll 1$. Пусть полный поток быстрых нейтральных частиц есть j_n . Имеем $\pi_0 \sim (3/2)T'j_n + \pi_1$ (π_0 - поток в области $x > x_1$, π_1 - поток в области $x < x_1$, много меньше, см. ниже, и им можно пренебречь). Согласно теории альбеда, вероятность ионизации быстрой нейтральной частицы есть $1 - \frac{1}{1 + \sqrt{\alpha}} \simeq \sqrt{\alpha}$.³ Поэтому поток ионов есть $j_i = \sqrt{\alpha}j_n$. Вероятность ионизации медленной частицы есть αj_n , т.е. меньше вероятности ионизации быстрой частицы; ею можно пренебречь. При $x < x_1$ n мало. Поэтому $\pi_1 \sim \nabla(n^2)$, а температуру можно считать постоянной.

$$\begin{aligned} \pi_1 &= \frac{7}{2} T' j_i = \frac{7}{2} 4 \cdot 10^{-10} \frac{\sqrt{T'} \nabla(n^2)}{H^2}; \\ \pi_1 &= \frac{7}{3} \sqrt{\alpha} \pi_0. \end{aligned} \quad (2.5)$$

$\nabla(n^2) = \frac{n_1^2}{x}$, где n_1 - число ионов в точке x_1 .

$$x_1 = \frac{1}{\sigma n_1} \frac{v_0}{v_1}. \quad (2.6)$$

Здесь σ - сечение перезарядки; v_0 - скорость медленных нейтральных частиц; v_1 - скорость ионов.

В настоящее время не рассмотрена задача сшивания решений в областях $x < x_1$; $x_1 < x < x_2$ и $x > x_2$.

Ограничимся предварительной оценкой теплового потока, при котором возможен температурный скачок в 10 эВ (применительно к условиям большой модели; в малой модели температурный скачок несомненен). Примем: $n_1 = 1,4 \cdot 10^{15}$ см⁻³; $\alpha = 1$ (т.е. находимся на грани применимости намеченной выше теории); $T' = 1,6 \cdot 10^{-11}$ эрг; $\sigma = 3 \cdot 10^{-15}$ см⁻²; $H = 50\,000$ Гс; $v_0/v_1 = 0,05$ (комнатная температура стенки). Получаем $x_1 = 0,01$ см (порядка радиуса ларморовой окружности для ионов, т.е. и в этом отношении находимся на грани применимости теории); $\pi = 5 \cdot 10^8 \approx 50$ Вт/см², что имеет правильный порядок величины.

³Ионизация есть аналог поглощения; перезарядка есть аналог рассеяния. Альбеда полупространства $2/(1 + \sqrt{\alpha}) - 1$.

§3. Мощность подмагничивания. Оптимальная конструкция. Производительность по активным веществам

На рис. 2 обозначены основные параметры МТР.

Найдем оптимальное соотношение ϑ и d , обеспечивающее минимум массы меди и мощности подмагничивания в самоподдерживающемся режиме. Отношение D/ϑ определяется, очевидно, конструктивными соображениями; оно порядка 3–5.

Произведение $d(\vartheta - d)$ пропорционально $H_0 R_0$ и должно считаться заданным. Ищем $\min D(\vartheta^2 - d^2) \sim \vartheta(\vartheta^2 - d^2)$. Он удовлетворится при $\vartheta \approx 2, 2d$. Примем

$$\vartheta = 2d, \quad D = 6d; \quad (3.1)$$

при этом мощность подмагничивания $P \sim H_0^2 d$. Мощность, выделяемая в результате термоядерной реакции, и производительность по активным веществам

$$W \sim n_0^2 d^3 \sim H_0^4 d^3 \sim P^2 d.$$

Для характеристики численных коэффициентов в этих формулах разберем следующий пример (всюду в дальнейшем, когда речь идет о численных характеристиках, имеем в виду этот пример):

$$\begin{array}{l} H_0 = 50\,000 \text{ Гс}, \\ \left. \begin{array}{l} d = 4 \text{ м} \\ \vartheta = 8 \text{ м} \\ D = 24 \text{ м} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{Объем} = 0,96 \cdot 10^9 \text{ см}^3 \\ \text{Поверхность} = 0,96 \cdot 10^7 \text{ см}^2 \end{array} \\ \left. \begin{array}{l} n_0 = 3,0 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3} \\ T_0 = 1000 \text{ кэВ} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{Выделение термо-} \\ \text{ядерной энергии} \\ 17,6 \cdot 10^6 \text{ эрг/см}^3 \text{ с}. \end{array} \end{array}$$

Масса меди в обмотке (с учетом коэффициента заполнения $k = 0,5$) 13 000 т. Плотность тока в обмотке – 400 А/см² (средняя 200 А/см²). Мощность подмагничивания около 400 000 кВт (с учетом неоднородности заполнения обмотки и других конструктивных моментов – несколько больше). Выделение термоядерной энергии (считая, что в среднем с приведенной выше скоростью реакция идет в 0,5 объема трубы)

$$W = 8,8 \cdot 10^{15} \text{ эрг/с} = 880\,000 \text{ кВт}.$$

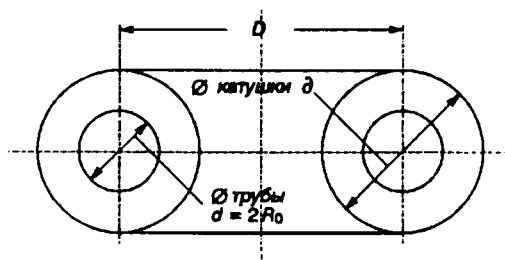


Рис. 2

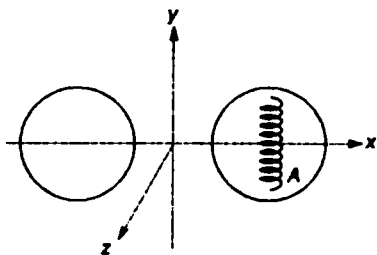


Рис. 3



Рис. 4

При этом выгорает ядер D

$$\frac{8,8 \cdot 10^{15} \text{ эрг/с}}{1,6 \cdot 10^{-6} \text{ эрг/МэВ}} \cdot \frac{4}{3,3 \text{ МэВ} + 4 \text{ МэВ}} = 3 \cdot 10^{22} \frac{\text{ядер D}}{\text{с}}$$

(что составляет 150 г/сутки). Можно рассчитывать получить около 100 г Т в сутки или в 80 раз больше U^{233} .⁴ Увеличение мощности P и массы меди в 2,5 раза увеличивают эту производительность в 8,5 раза (без изменения плотности тока). Увеличивая плотность тока в n раз, можем уменьшить линейные размеры в $n^{1/2}$ раз, оставляя неизменным произведение $H_0 R_0$. При этом масса меди уменьшится в $n^{3/2}$ раз, а мощность подмагничивания возрастет в $n^{1/2}$ раз. В этом же отношении возрастет выход активных веществ.

§4. Дрейф в неоднородном магнитном поле.

Подвешенный ток. Индукционная стабилизация

Магнитное поле в МТР (в пренебрежении экранировкой плазменными токами) совпадает с полем прямого тока. Неоднородность магнитного поля приводит к весьма опасным эффектам дрейфа (рис. 3). Для частицы массы M в точке A поле направлено по оси z , а градиент поля по оси x $\partial H_z / \partial x = -H_z / x$.

Подвешенный ток. Рассмотрим движение заряженных частиц в магнитном поле, созданном обмоткой МТР ($\sim 50\,000$ Гс) и осевым током (200 Гс), созданным кольцевым проводником, проходящим по оси трубы МТР. Магнитные силовые линии в таком поле приобретают винтообразный характер (рис.4). В случае приведенных выше примерных чисел центр ларморовой окружности частицы, двигаясь по магнитной силовой линии, обегает ось y в 40 раз чаще, чем осевой ток (ось z). Дивергенция векторного поля скоростей движения центра ларморовой окружности в пренебрежении дрейфом должна быть равна 0 (это утверждение следует из теоремы Лиувилля). На это движение накладывается дрейф. Дивергенция этого векторного поля тоже должна быть равна 0; поэтому проекции результирующих траекторий на сечение тороида (плоскость xu) представляют собой замкнутые

⁴Заметим, что энергетическая ценность U^{233} , который может сжигаться в простых реакторах, значительно превышает выделение тепла в самом термоядерном реакторе.

траектории, смещенные на некоторую величину Δ относительно того положения, которое они занимали бы при отсутствии дрейфа. Оценки дрейфа показывают, что эта величина всегда достаточно мала. Так, для протона с энергией 14 МэВ ($v_0 = 5,2 \cdot 10^9$ см/с) скорость винтового движения $2 \cdot 10^7$, а скорость дрейфа $1,5 \cdot 10^6$ см/с. Отсюда $\Delta \sim 20$ см. Заметим, что в этом случае мы избегаем трудности, связанной с наличием объемных зарядов. Возникает вопрос, как осуществить осевой ток. В настоящее время неясно, можно ли провести через горячую область тросы, поддерживающие осевое кольцо и подводящие ток и охлаждающую воду. Не исключено, что может быть создана такая конфигурация защитных полей, например, при помощи пропускания сильного тока по тросам, которая предохранит тросы от попадания на них горячего газа. Продискутируем другую возможность – подвеску осевого кольца при помощи магнитного поля (дополнительное горизонтальное поле с $H' \sim 100$ Гс не нарушит качественной картины магнитного поля в тороиде). Материал кольца должен выдерживать высокие температуры, так как единственным механизмом охлаждения кольца является тепловое излучение, соответствующее даже при $T = 1400$ °С около 40 Вт/см² ($\pi = 5 \cdot 10^{-5} T^4$ [К]), т.е. очень малой величине. Одной из возможностей изготовления кольца, работающего при таких температурах, служит применение труб из тугоплавких металлов, содержащих расплавленный легкий металл (Li, Be, Al и т. д.).

Постоянный ток – 200 000 А. Общая мощность, необходимая для поддержания постоянного тока, составит 2 000–10 000 кВт. Большие трудности должны представить: передача этой энергии (в форме радиочастоты) кольцу и выпрямление переменного тока.

Другой способ антидрейфовой стабилизации, который технически несравненно более приемлем и который поэтому необходимо тщательно изучить, – это создание осевого тока непосредственно в плазме индукционным методом. В этом способе неясно, разрушается ли высокотемпературная плазма в момент обращения индукционного тока в ноль.

§5. Проблема плазменной неустойчивости

Необходимо выяснить, существуют ли в случае плазмы в магнитном поле такие возмущения, которые, согласно уравнениям плазменной динамики, нарастают (по экспоненциальному или степенному закону) во времени. Нужно рассмотреть ряд случаев. Наиболее исследован теоретически и экспериментально случай протекания тока по плазме параллельно внешнему магнитному полю, где найдены неустойчивость и турбулизация плазмы. Можно опасаться наличия неустойчивости также в случае неоднородной плазмы при наличии дрейфового тока. В настоящее время эта проблема только поставлена.

Литература

- [1] И.Е. Тамм, в сб. *Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций*, М.: изд-во АН СССР, 1958, т. 1, с.3–19.

КОММЕНТАРИИ К СТАТЬЕ 3

1. А.Д. Сахаров **Примечание к части I.*

Осенью 1950 г. И.Е. Тамм совместно с А.Д. Сахаровым предложил принцип магнитной термоизоляции плазмы для осуществления управляемой термоядерной реакции.

И.Е. Таммом был предложен термин для разрабатываемой установки – магнитный термоядерный реактор, сокращенно МТР.

В первые же недели работы над новой идеей И.Е. Тамм провел много важных расчетов, в том числе расчеты коэффициентов теплопроводности, термодиффузии и диффузии замагниченной плазмы, вошедшие в публикуемую статью.

В этих расчетах И.Е. Тамм впервые в литературе в качестве нулевого приближения использует движение без столкновений в заданных скрещенных магнитном и электрических полях. Этот прием, представляющийся сейчас тривиальным, в то время оказался не просто методической находкой, а сыграл определенную роль в формировании основных качественных идей МТР.

Одновременно с И.Е. Таммом расчеты тех же коэффициентов были проведены Д.Н. Зубаревым и Ю.А. Романовым, которые использовали более традиционные (и более громоздкие в данном случае) методы.

Найденное И.Е. Таммом, Д.Н. Зубаревым и Ю.А. Романовым (и впоследствии, в более общей постановке, Е.С. Фрадким) численное отношение коэффициентов диффузии и термодиффузии 4 : 1 имело в то время принципиальное стимулирующее значение для всей проблемы, так как это значение допускает существование стационарного квазидиффузионного решения с максимальной температурой на оси установки.

Основополагающая в теории МТР статья И.Е. Тамма впервые была опубликована на Женевской конференции по мирному использованию ядерной энергии в 1958 г., после того как доклад И.В. Курчатова в Харуэлле пробил брешь в завесе секретности, окружавшей эти работы.

Примечание к части III.

Эта работа, в которой наряду с И.Е. Таммом принял участие Н.Н. Боголюбов, содержит качественный анализ квазистационарного решения кинетического уравнения в случае тороидального магнитного термоядерного реактора со стабилизирующим током. Вскоре после выполнения работы стало известно о макроскопической неустойчивости этого решения. Однако работа не потеряла своего значения. В частности, введенное в ней понятие о магнитных поверхностностях (восходящее еще к работе И.Е. Тамма 20-х годов) и некоторые другие качественные понятия очень важны, хотя их значение полностью было осознано лишь много позднее.

2. А.Д. Сахаров (Coll, с. 3)**Управляемая термоядерная реакция**

а) Отчеты 1950–1951 гг. Совместные с И.Е. Таммом отчеты, в которых предложен принцип магнитной термоизоляции (принцип МТР), определены кинетические коэффициенты «замагниченной» плазмы (теплопроводности, диффузии и термодиффузии), предложена тороидальная конфигурация в стационарном и нестационарном варианте, нестационарный вариант обсуждается в связи с опасениями плазменной неустойчивости.

*Эти редакционные примечания к частям I, III статьи *Теория магнитного термоядерного реактора* написаны А.Д. Сахаровым для книги «И.Е. Тамм. Собрание научных трудов», М.: Наука, 1975.

б) Отчет 1951 года. Предложен термоядерный бриддер, в котором нейтроны термоядерной реакции $D + T$ используются для накопления плутония или урана 233 и трития. Плутоний и уран 233 сжигаются в относительно простых (не бриддерных) реакторах с производством энергии, трития и делящихся веществ. По-видимому, именно на этом пути управления термоядерная реакция раньше всего сможет приобрести практическое значение.

Работы а) и б) доложены И.В. Курчатовым при посещении им Харуэллской лаборатории в 1956 году (во время визита Хрущева и Булганина в Великобританию) и затем опубликованы в трудах Женевской конференции по мирному использованию атомной энергии.

В изданной 1979 г. книге П.Т. Асташенкова «Подвиг академика Курчатова», которая начинается с рассказа о выступлении Курчатова в Харуэлле, фамилии И.Е. Тамма и А.Д. Сахарова не упоминаются. Вышедшая несколькими годами раньше биография Курчатова И.Н. Головина эти фамилии содержит.

в) Доклад 1960 (может быть, 1961, не помню). Обсуждается возможность осуществления управления термоядерной реакции с помощью лазера.

г) В связи с предложенной рядом авторов идеей «взрывного бриддинга» автор в нескольких докладах внес ряд дополнительных предложений. В частности, он предложил использование подземной «гофрированной» камеры. Роль прочных стенок, удерживающих давление продуктов взрыва, в этом варианте играет грунт, а герметизацию осуществляет тонкостенная камера. Все же этот проект может вызывать опасения в смысле радиоактивного заражения, и, быть может, его следует осуществлять на Луне, доставляя произведенное горючее на Землю грузовыми ракетами.

3. А.Д. Сахаров (В-1, часть I, гл. 9, с. 186–188, 194, 196–197, 198, 199–200)

К первым объектовым годам – 1950–1951 – относится наша совместная с Игорем Евгеньевичем Таммом работа по проблеме управляемой термоядерной реакции.

Я начал думать, как я уже писал, об этом круге вопросов еще в 1949 году, но без каких-либо разумных конкретных идей. Летом 1950 года на объект пришло присланное из секретариата Берии письмо с предложением молодого моряка Тихоокеанского флота Олега Лаврентьева. В вводной части автор писал о важности проблемы управляемой термоядерной реакции для энергетики будущего. Далее излагалось само предложение, автор предлагал осуществить высокотемпературную дейтериевую плазму с помощью системы электростатической термоизоляции. Конкретно предлагалась система из двух (или трех) металлических сеток, окружающих реакторный объем. На сетки должна была подаваться разность потенциалов в несколько десятков кэВ так, чтобы задерживался вылет ионов дейтерия, или (в случае трех сеток) – в одном из зазоров задерживался вылет ионов, а в другом – электронов. В своем отзыве я написал, что выдвигаемая автором идея управляемой термоядерной реакции является очень важной. Автор поднял проблему колоссального значения и это свидетельствует о том, что он является очень инициативным и творческим человеком, заслуживающим всяческой поддержки и помощи. По существу конкретной схемы Лаврентьева я написал, что она представляется мне неосуществимой, так как в ней не исключен прямой контакт горячей плазмы с сетками и это неизбежно приведет к огромному отводу тепла и тем самым к невозможности осуществления таким способом температур, достаточных для протекания термоядерных реакций. Вероятно, следовало также написать, что, возможно, идея автора окажется плодотворной в сочетании с какими-то другими идеями, но у меня не было никаких мыслей по этому поводу, и я этой фразы не написал. Во время чтения письма и писания отзыва у меня возникли первые, неясные мысли о магнитной термоизоляции. Принципиальное отличие магнитного поля от

электрического заключается в том, что его силовые линии могут быть замкнутыми (или образовывать замкнутые магнитные поверхности) вне материальных тел, тем самым может быть в принципе решена «проблема контакта». Замкнутые магнитные силовые линии возникают, в частности, во внутреннем объеме тороида при пропускании тока через тороидальную обмотку, расположенную на его поверхности. Именно такую систему я и решил рассмотреть.

В начале августа 1950 года из Москвы вернулся Игорь Евгеньевич, кажется, ему был предоставлен кратковременный отпуск. Он с огромным интересом отнесся к моим размышлениям, все дальнейшее развитие идеи магнитной термоизоляции осуществлялось нами совместно. Вклад И.Е. был особенно велик во всех расчетах и оценках и в рассмотрении основных физических концепций – магнитного дрейфа, магнитных поверхностей и некоторых других. Первоначально я предложил назвать нашу тему ТТР (тороидальный термоядерный реактор), но И.Е. придумал более общее и удачное название МТР (магнитный термоядерный реактор); это название привилось, оно применяется и к другим схемам с магнитной термоизоляцией. . .

. . . В 1950 году мы надеялись осуществить МТР за 10, максимум – за 15 лет. (Я говорю о нас с Игорем Евгеньевичем и более горячих головах из числа ЛИПАНовцев; Арцимович и Леонтович были настроены осторожней). Сейчас позади 32 года напряженной работы многих сотен талантливых людей во всех развитых странах мира. Проведены многочисленные эксперименты в самых разнообразных условиях, многочисленные, часто очень тонкие и глубокие теоретические исследования. И только сейчас, по-видимому, поведение плазмы в неоднородных магнитных полях и поведение систем типа Токамак изучено в той мере, которая дает обоснованную, а не интуитивную надежду на осуществимость этих систем. Но абсолютно достоверный ответ будет получен лишь в ходе демонстрационного эксперимента, надо надеяться, в этом десятилетии! . . .

. . . К сожалению, я в дальнейшем не принимал активного участия в работе над МТР. Очень скоро теоретические исследования далеко перешагнули тот уровень, на котором я находился в 1950–1951 гг., и я мог бы делать только сугубо дилетантские работы. Как я уже сказал, было найдено много типов плазменных неустойчивостей и только к концу 60-х годов этот поток неприятных открытий стал иссякать. Одновременно было много изобретений, которые создавали впечатление все большей свободы. Первым из таких изобретений был, по-видимому, «пробкотрон» – линейная система с магнитными «пробками», изобретенная Будкером. Очень много изобретений было сделано в США и в других странах, в том числе стелларатор Спитцера (в 1951 году), в котором была сделана попытка осуществить полностью стационарный режим. Особое внимание было уделено способам подавления неустойчивости. Запас идей и изобретений тут очень велик, вероятно, еще богаче, чем запас неустойчивостей. Вплоть до 1968 года, когда я порвал (или меня порвали) с системой МСМ (Министерство среднего машиностроения – так с 1953 или 1954 гг. называлось наше ведомство), я поддерживал очень тесные и личные контакты с ЛИПАНовской группой Арцимовича – Леонтовича, в меньшей степени – с другими. Я был лично знаком почти со всеми теоретиками, работавшими под очень тактичным и одновременно уверенным руководством М.А. Леонтовича, и очень многими экспериментаторами, вполне оценил их квалификацию, изобретательность и многолетний энтузиазм, давший им возможность устоять в этом научном марафоне, пережить крушение слишком радужных надежд и продолжать самоотверженно и настойчиво работать, постепенно приближаясь к цели и одновременно обогащая науку о плазме. Как известно, другим важным стимулятором ее развития в те же годы явились космические исследования. . .

. . . В результате инициативы Курчатова все работы по управляемой термоядерной реакции ведутся сейчас во всем мире открыто, без засекречивания и в тесном международном

сотрудничестве. Состоялись многочисленные международные конференции, практиковались взаимные визиты ученых и инженеров и длительная работа ученых и инженеров в лабораториях других стран. Это очень успешное международное сотрудничество в области управляемой термоядерной реакции явилось своего рода образцом для всей мировой системы научного сотрудничества, которая сложилась в 60–70-х годах. Наука по своей природе интернациональна, поэтому ученые очень легко и охотно использовали те возможности, которые предоставило им изменение международного климата. Несомненно, это сотрудничество принесло большую пользу для развития науки и для продвижения и решения тех задач, которые стоят перед человечеством в наше очень трудное и ответственное для будущего цивилизации время. . .

. . . В 1960–1961 гг. я еще раз выступил с предложением, относящимся к управляемой термоядерной реакции. В это время поступили сообщения о создании Майманом в США первого лазера на рубине. Я выступил на объекте с докладом, в котором обосновывал возможность использования лазера для возбуждения термоядерной реакции в маленьких шариках, содержащих термоядерное горючее и обжимаемых за счет гидродинамических эффектов при импульсном нагреве лазерным лучом внешней поверхности шариков. В докладе были даны оценки необходимых параметров этих устройств. В дальнейшем оценки были уточнены в серии численных расчетов на ЭВМ, проведенных моими сотрудниками (в особенности Никитой Анатольевичем Поповым). В качестве возможных областей использования этого принципа я называл энергетику и термоядерные импульсно-реактивные двигатели космических кораблей будущего. Мой доклад стал известен не только сотрудникам объекта, но и специалистам по лазерам в других учреждениях. Как известно, в настоящее время в СССР и в США и в других странах ведутся широкие работы по осуществлению термоядерной реакции с помощью лазерного обжатия (а также с помощью мощных импульсных электронных пучков и некоторых других «инерционных» методов). Для целей «большой энергетики» все же мне представляются наиболее перспективными системы, основанные на магнитной термоизоляции (типа Токамак или, быть может, что на мой взгляд менее вероятно, стелларатора). При этом я думаю, что первоначально это будут бриддерные системы, в которых источником энергии в конечном счете будет реакция деления. Что касается систем, не использующих урана и тория (их запасы не безграничны, а хранение радиоактивных продуктов деления и выделения газообразных продуктов деления представляет собою некоторую экологическую опасность), то в них я предполагаю «тритиевый бриддинг». Установки, питаемые чистым дейтерием, всегда будут менее предпочтительны по сравнению с установками, в которых используется реакция дейтерия с тритием, сечение которой в десятки (почти в 100) раз больше сечения дейтериевой реакции. Размножение трития возможно потому, что дейтерий вовлекается в дейтериевые реакции с образованием трития, а также благодаря размножению быстрых нейтронов при делении и при реакции $(n, 2n)$; затем эти нейтроны захватываются дейтерием или литием-6 с образованием трития. Конечно, все эти соображения являются моим частным и сейчас уже несколько дилетантским мнением.

Очень возможно, что основой энергетики XXI и последующих веков будут установки управляемого термоядерного синтеза. Участие на ранних этапах в важных для будущего человечества исследованиях управляемой термоядерной реакции является для меня источником большого удовлетворения.

4. Б.Б. Кадомцев

Для судьбы человека очень важно, кто были его родителями, кто научил его первым шагам, первым словам, первым мыслям. То же самое относится и к научному направлению: очень

важно, кто стоял у его истоков и кто начинал его развивать. Можно сказать и наоборот: глубина и масштабность духа тех, кто порождает научное направление, определяет и урывает этого направления.

В этом отношении исследованиям по управляемому термоядерному синтезу (УТС) повезло! У их истоков стояли выдающийся физик-теоретик Игорь Евгеньевич Тамм и один из крупнейших физиков и мыслителей нашего времени Андрей Дмитриевич Сахаров. В своей Нобелевской лекции А.Д. Сахаров так вспоминает об этом эпизоде своей жизни: «25 лет назад мне, вместе с моим учителем, лауреатом Нобелевской премии по физике Игорем Евгеньевичем Таммом, довелось стоять у начала исследований по управляемой термоядерной реакции в нашей стране. Сейчас эти работы приобрели огромный размах, исследуются самые различные направления, от классических схем магнитной термоизоляции до методов с использованием лазеров».

Главной идеей основополагающих работ А.Д. Сахарова и И.Е. Тамма была идея магнитной термоизоляции: помещенная в сильное магнитное поле высокотемпературная плазма должна обладать пониженной теплопроводностью поперек магнитного поля из-за того, что траектории заряженных частиц представляют собой компактные винтовые линии, навитые на силовые линии магнитного поля. В продольном направлении термоизоляция отсутствует, поэтому силовые линии следует замкнуть так, чтобы пучок силовых линий образовал тороид. Но здесь возникает новая трудность: тороидальное магнитное поле неоднородно, а в неоднородном поле заряженные частицы испытывают систематический дрейф, так что термоизоляция нарушается. Чтобы восстановить термоизоляцию, А.Д. Сахаров предложил пропустить ток либо по проводящему витку, расположенному на круговой оси тора, либо просто по плазменному витку: конфигурация поля в виде вложенных друг в друга тороидальных магнитных поверхностей была хорошо известна и даже была описана в учебнике И.Е. Тамма. Этим предложением был сделан главный шаг к концепции токамака, но потребовалось еще много усилий, чтобы довести ее до современного уровня.

Исследования по управляемому термоядерному синтезу с магнитным удержанием плазмы начались практически сразу же после того, как была сформулирована идея магнитной термоизоляции. Экспериментальные работы возглавил Л.А. Арцимович, а теоретические исследования М.А. Леонтович. Первые эксперименты пошли по более простому пути изучения пинчей – самосжатых газовых разрядов. И только после того, как обнаружилось многочисленных неустойчивостей удерживаемой магнитным полем плазмы, интересы экспериментаторов вновь вернулись к исходному варианту Тамма – Сахарова. В 1955 г. И.Н. Головин и Н.А. Явлинский с группой молодых, энергичных сотрудников начали эксперименты на тороидальной установке ТМП, где возбуждаемый вихревым электрическим полем тороидальный разряд был помещен в достаточно сильное тороидальное магнитное поле. Для предотвращения расталкивания шнура по большому радиусу по предложению А.Д. Сахарова был добавлен проводящий кожух: наводимые в нем токи отражения должны были способствовать центрировке плазменного шнура. Несколько позднее был предложен и новый термин, собирающий вместе основные элементы плазменной установки: **токамак** – тороидальная камера с магнитными катушками.

Первые результаты на тороидальных разрядах мало кого могли вдохновить, разве что только самих исследователей: плазма получалась довольно грязной и холодной. Более удачной конструкцией явилась камера из хромоникелевой нержавеющей стали: плазма стала чище. Но закономерности физики плазмы пока еще не нащупывались. Поэтому и теория на первых порах развивалась по своей логике, почти независимо от экспериментов. Очень важной для токамаков оказалась идея стабилизации плазменного шнура сильным продольным магнитным полем. Сформулированная количественно В.Д. Шафрановым, она объединилась после Женевской конференции 1958 года, когда были рассекречены

все исследования по УТС, с аналогичным результатом М. Крускала и получила название критерия Крускала – Шафранова.

В течение многих лет главной целью исследований на токамаках являлось изучение физики удержания, т.е. физики транспортных явлений в плазме: теплопроводности, диффузии, переноса примесей.

Экспериментальные исследования обнаружили медленный, но неуклонный прогресс. После того, как стелларатор с Принстонской лаборатории был переделан в токамак ST, и при этом сразу же произошло резкое улучшение параметров плазмы, токамаки начали сооружаться во многих плазменных лабораториях мира.

В 1957 году вступили в строй два крупных по тому времени токамака: T-10 в Институте атомной энергии и PLT в Принстонской лаборатории физики плазмы. На T-10 сразу же получилась достаточно чистая высокотемпературная плазма: температура поднялась до одного килоэлектронвольта. Тем самым были четко продемонстрированы преимущества перехода к более крупным масштабам плазмы. На установке PLT вскоре были установлены средства для дополнительного нагрева плазмы на ионно-циклотронном резонансе, и температура ионов легко была выведена в область мультикэвных величин. Начали развиваться и другие методы нагрева: инжекция нейтральных пучков, СВЧ-нагрев на электронно-циклотронном резонансе (ЭЦР-нагрев) с помощью гиротронов, нагрев и поддержание тока на нижнегибридном резонансе и т.д.

В восьмидесятых годах вступило в строй семейство крупных токамаков: TFTR в США, JET в Европе, JT-60 в Японии, а также два крупных токамака со свехпроводящими обмотками – Torus-Supra во Франции и T-15 в СССР. Крупные установки открыли новую страницу в исследованиях на токамаках и подготовили научную базу для разработки проекта и последующего сооружения экспериментального термоядерного реактора.

Токамак стал наиболее продвинутой концепцией магнитного удержания горячей и достаточно плотной плазмы. На токамаках ДЖЕТ и ТФТР достигнута температура ионов около 30 кэВ, что почти вдвое выше, чем нужно для термоядерного реактора. На установке ДЖЕТ достигнуты условия, близкие к так называемому «переходу через равенство»: расчетная мощность DT-реакции близка к мощности подогрева плазмы. На установке Дж-Ти-60 поддерживался неомический ток в плазме 1–2 МА с помощью нижнегибридных волн, а при большом давлении плазмы 80% тока генерировалось самой плазмой за счет ее диффузионного расширения. Благодаря исследованиям на многих токамаках достигнута ясность в понимании многих физических процессов, протекающих в горячей плазме.

Таким образом, база данных достаточна для разработки экспериментального термоядерного реактора-токамака. В настоящее время наиболее основательно разработана концепция ИТЭР – международного термоядерного экспериментального реактора. Основной технической целью ИТЭР является выработка научно-технических знаний для создания первого энергетического реактора. В соответствии с этой целью разработана оптимальная концепция ИТЭР.

В ИТЭР должно быть осуществлено зажигание DT-смеси со стационарным горением, как конечной целью. В этой установке должны быть реализованы и испытаны основные термоядерные технологии: магниты, средства нагрева плазмы, тритиевая система с бланкетом для бриддинга трития. В будущем веке ИТЭР должен выполнять роль испытательного стенда для отработки технологии термоядерного синтеза.

В соответствии со своими техническими целями ИТЭР должен дать возможность получить всю техническую информацию, необходимую для создания энергетического термоядерного реактора.

Итак, тот мощный импульс в развитии науки, который был заложен основополагающими работами А.Д. Сахарова и И.Е. Тамма, наконец-то подошел к рубежу создания

экспериментального термоядерного реактора, что должно привести, в конце концов, к овладению новым источником ядерной энергии легких элементов.

5. Н. А. Попов (из статьи того же названия – Природа, 1991, №5, с.89)

АДС и ЛТС

Главные научно-технические идеи Андрея Дмитриевича Сахарова (АДС, как часто его называли) теперь широко известны. Они послужили основой для разработки первой советской водородной бомбы и взрывомагнитных генераторов сверхсильных магнитных полей, открыта принципиальная возможность создания магнитного термоядерного реактора. Я же хочу рассказать еще об одной, тоже достаточно фундаментальной, как показало время, научно-технической идее Андрея Дмитриевича. Сама эта идея уже давно получила гражданство в мире технической физики и легла в основание целого направления научных исследований, но в общественном сознании с именем Андрея Дмитриевича не связывается.

Мне пришлось долгие годы работать в той же самой организации, где до 1968 года работал Андрей Дмитриевич. Теперь она называется Всесоюзный научно-исследовательский институт экспериментальной физики (ВНИИЭФ). Я работал под непосредственным руководством Якова Борисовича Зельдовича. Он и Андрей Дмитриевич формально числились начальниками двух небольших параллельных расчетно-теоретических подразделений (секторов). В действительности же это был единый коллектив, внутри которого не было перегородок секретности. Все злободневные и научно-технические вопросы обсуждались во всем коллективе и иногда даже трудно бывало установить авторство того или иного технического решения, появившегося в результате того, что позже получило название «мозгового штурма».

В один из дней 1960 года в нашем коллективе оживленно обсуждалась научная сенсация того времени: начали реально действовать лазеры. По существу это было крупным открытием. В то время я занимался (не в одиночку, конечно) проблемой осуществления термоядерных микровзрывов без применения делящихся веществ – с помощью только химического взрывного вещества (многолетний цикл этих работ связан с именем А.С. Козырева). Суть этой проблемы, если говорить кратко, сводится к задаче получить очень высокую концентрацию энергии, при которой только и могут протекать термоядерные реакции. И вот, сразу же, чуть ли не в тот же день, когда дошла до нас весть о лазерах, Андрей Дмитриевич обратил наше внимание на одно из возможных применений этого изобретения. А именно, возможность концентрации энергии луча лазера в очень малом объеме Андрей Дмитриевич предложил использовать в проблеме термоядерных микровзрывов.

Я прекрасно помню этот разговор с Андреем Дмитриевичем. Это было в угловой комнате третьего этажа нашего здания, где тогда размещался наш коллектив. АДС стоит у доски с мелом в левой руке (была у него такая привычка – писать мелом на доске левой рукой). Кроме меня в комнате были еще 2–3 человека, но теперь я уже не помню, кто именно. АДС рисует эллипс – эллиптическое зеркало. В одном из фокусов помещает источник лазерного излучения, в другом – шарик, сферическую оболочку, наполненную термоядерным горючим – смесью трития и дейтерия или просто дейтерием. Теперь такой шарик называется термоядерной мишенью. И объясняет, как эта система должна работать: под действием излучения лазера, сфокусированного на поверхности шарика до очень высокой плотности световой энергии, материал шарика испаряется, и импульсом разлетающихся паров сферическая оболочка толкается к центру, сжимает и нагревает термоядерное горючее до необходимой для термоядерной вспышки температуры. Сегодня подобные системы мы называем системами ЛТС с инерционным удержанием термоядерной плазмы, а под ЛТС понимаем применение лазеров к проблеме термоядерных микровзрывов.

Некоторое недоумение у читателя может вызвать «источник лазерного излучения» в фокусе эллиптического зеркала – лазер ведь дает плоскопараллельный пучок. На это можно ответить, что за источник лазерного излучения можно принять точку, в которую фокусируется лазерный луч с помощью какой-либо оптической системы, или мнимое изображение этой точки, получаемое с помощью рассеивающей линзы или зеркала или комбинации того и другого.

Помню, что тогда я отнесся к предложению Андрея Дмитриевича недостаточно серьезно. Приз за красоту идеи, как говорил в таких случаях Яков Борисович, он, бесспорно, заслуживал, но до ее практической реализации, как тогда казалось, было очень далеко. Энергия лазерного импульса, не говоря уже о мощности, была ничтожно мала для подобных целей. Но Андрей Дмитриевич смотрел далеко вперед, и теперь мы знаем, насколько хорошо он видел будущее.

Для меня приоритет Андрея Дмитриевича в идее ЛТС с инерционным удержанием плазмы для нашей страны вне сомнений (за рубежом эта идея в принципе могла быть высказана и раньше). В одном из наших более поздних отчетов по этой теме мы (авторы отчета) на А.Д. Сахарова ссылаемся, но документального подтверждения его приоритета, по-видимому, не существует. Во всяком случае, нам оно не известно. Сам он не придавал большого значения этой «красивой идее». Для него она была слишком тривиальна и слишком далека от практического осуществления, чтобы тратить на нее время и что-то писать об этом. То обстоятельство, что впоследствии идея инерционного удержания термоядерной плазмы в ЛТС была высказана и реализована в экспериментальных установках независимо от А.Д. Сахарова, который в свое время не считал нужным ее ни зафиксировать, ни, тем более, обнародовать (последнее в силу действовавшего тогда режима секретности было практически невозможно), еще раз демонстрирует нам ту непреложную истину, что наука имеет единую внутреннюю логику развития, независимо от того, кто именно это развитие осуществляет.

III

МЮОННЫЙ КАТАЛИЗ

4. ПАССИВНЫЕ МЕЗОНЫ *

1. Обсуждаются условия генерации и свойства мезонов, обладающих слабым ядерным взаимодействием с нуклонами.
2. Если существуют медленно-распадающиеся заряженные мезоны (или многозарядные мезоны), они могут вызывать мезонно-каталитические ядерные реакции.

I. В настоящее время можно считать весьма вероятным существование двух сортов мезонов – активных и пассивных мезонов. Первые обладают сильным взаимодействием с ядерными частицами и легко образуются при столкновении быстрых ядерных частиц (например, в высших слоях атмосферы). Именно активные мезоны ответственны за ядерные силы. На уровне моря мы, однако, наблюдаем мезоны с массой 200, обладающие весьма слабым взаимодействием с ядром (вероятность захвата этих мезонов ядром оказалась очень мала). Можно считать, что такие (пассивные) мезоны образуются за счет процессов распада активных мезонов. Действительно, Пауэллу, Латтесу и Окиалини удалось наблюдать процесс распада активного мезона на нейтральный мезон (относительно которого ничего неизвестно, кроме того, что его масса отлична от 0) и на пассивный мезон с массой 200^{a)}.

С теоретической точки зрения такое явление распада является довольно естественным. В марте 1947 г. Оппенгеймер, Льюис и Кристи произвели расчет, показывающий, что всякий нейтральный мезон должен чрезвычайно быстро ($\sim 10^{-18}$ с) распадаться на два фотона за счет взаимодействия мезона с антипротонами дираковского «фона» (детальные расчеты были недавно опубликованы Филькенштейном).

Естественное обобщение этой идеи позволяет объяснить процессы такого типа, как наблюдали Пауэлл и др. Для того, чтобы получить приемлемые вероятности процесса распада, достаточно предположить принадлежность нейтрального мезона к «активной» расе. Пассивные мезоны могут при этом иметь константу взаимодействия^{b)} порядка $\langle \dots \rangle^b$. Если же существуют еще «более пассивные» мезоны, то они не могут генерироваться даже таким способом. Единственное,

* Отчет ФИАН, 1948 г. Публикация этого рассекреченного в 1990 г. отчета снабжена примечаниями С.С. Герштейна и Л.И. Пономарева, написанными специально для этой книги.

что остается на их долю – это электромагнитные процессы – образование мезонных пар фотонами. Однако в условиях космических лучей такие процессы будут играть ничтожную роль по сравнению с ядерными и распадными процессами¹. То же самое относится к генерации мезонов в ускорителях тяжелых частиц. И тут мы получаем возможность наблюдать только активные мезоны и продукты их распада.

Необходимо подчеркнуть поэтому принципиальную ценность опытов с электронными ускорителями, которые дают нам возможность решить вопрос о существовании и свойствах пассивных мезонов (заряженных, которые могут таким образом рождаться парами).

II. Содержание этой заметки примыкает к одной статье в «Nature»¹⁾, содержащей обсуждение опытов Пауэлла и др. (Nature, 160, 453–486, (1947)). Предположим, что в газ тяжелого водорода (заключенный, например, в бомбе высокого давления) попадает пассивный отрицательный мезон, с массой 200. Через некоторое время он садится на К-орбиту около одного из дейтонов, образуя «мезоатом» D-M размером $0,25 \cdot 10^{-10}$ см. Мезоатом, диффундируя между ядрами D наподобие нейтрона, в конце концов садится на другой дейтон, образуя мезонон²⁾ D-M-D (через время, равное $\langle \tau_m \rangle$). Наконец, мезонон является образованием нестабильным, так как в процессе нулевых колебаний в мезононе дейтоны могут преодолеть разделяющий их потенциальный барьер, и произойдет реакция (через время $\langle \tau_f \rangle$).

Мезон освобождается, и игра начинается сначала.

С помощью метода Венцелла – Крамерса – Бриллюэна легко вычислить время $\langle \tau_f \rangle$ (использовав экспериментальную вероятность реакции DD при надбарьерных энергиях)³⁾.

Я аппроксимировал вид барьера подходящей кривой и получил для проницаемости барьера $B \sim 10^{-5} - 10^{-6}$ (в отличие от грубой оценки Франка 10^{-9}). Для сравнения приведу проницаемость барьера в случае электронного иона водорода $\langle H_2^+ \rangle$. Она равна $10^{-70} - 10^{-85}$ ж). Окончательное выражение для вероятности ядерной реакции:

$$\langle \omega_f \rangle = C |\psi(r_0)|^2 \left(\frac{K}{m_p} \right)^{3/4} \exp \left\{ \frac{-2}{\hbar} \int_a^{r_0} dr (2m_p U(r))^{1/2} \right\} .$$

Константа C находится из эксперимента, как произведение сечения на скорость в области справедливости закона $1/v$.

$\langle \psi(r_0) \rangle$ – значение волновой функции системы из двух дейтонов в точке соприкосновения $\langle r_0 \rangle$.

$\langle m_p \rangle$ – масса протона, $\langle U(r) \rangle$ – высота потенциального барьера.

¹Ряд фактов – аномальная ширина и др. указывают на важную роль мезонно-ядерных и распадных процессов в механизме дажеливней Оже, которые раньше считались классическим каскадным явлением.

$\langle K \rangle$ – вторая производная от эффективной потенциальной энергии двух дейтронов (она определяет частоту нулевых вибраций мезонона)³⁾. Итак,

$$\langle \tau_f = 1/\omega_f \rangle \sim 10^{-9} \text{ с} .$$

Оценка $\langle \tau_f \rangle$ примыкает к вычислениям Ферми и Теллера и дает величины того же порядка, что $\langle \dots \rangle$.

Наиболее опасным для мезонно-каталитической реакции является образование мезонона из мезоатома ($\langle D-M \rangle$). Вероятность радиационных переходов мезона в поле двух дейтронов порядка $\langle 1/\tau \rangle \sim 10^{11} \text{ с}^{-1}$. Однако, эту вероятность надо еще умножить на фактор Γ , учитывающий то, что мезоатом и дейтрон должны подойти друг к другу на расстояние порядка 10^{-10} см, чтобы переход был возможен. Из геометрических соображений я оцениваю Γ в сжатом газе как 10^{-7} – 10^{-8} , а в жидком и твердом D_2 , как 10^{-6} ²⁾, это приводит к вероятности образования мезонона

$$\lambda_m = \tau_m^{-1} = \tau^{-1} \Gamma = 10^3 - 10^5 \text{ с}^{-1} .$$

Таким образом, с обычными мезонами-200 мезонно-каталитическая реакция невозможна^{а)}. Она возможна лишь с медленно-распадающимися мезонами (если такие существуют) или с еще более гипотетическими многозарядными частицами, для которых $\langle \tau_m \rangle$ должно быть много меньше времени жизни пассивного мезона ($\langle \tau_\mu = 2,2 \cdot 10^{-6} \text{ с} \rangle$ ^{к)}).

Примечания

С.С. Герштейн, Л.И. Пономарев, 1990 г.

^{а)} В современных обозначениях эта реакция записывается в виде $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$. (Сейчас очевидно, что Латтес и др. наблюдали распад положительно заряженного пиона, поскольку отрицательный пион с подавляющей вероятностью захватывается ядром.) Как следует из дальнейшего, Сахаров отождествляет нейтральную частицу с пионом, ошибочно полагая, что из эксперимента следует отличие от нуля массы этой частицы.

^{б)} Не ясно, какое значение константы предполагает Сахаров (в особенности, если принять во внимание его допущение, что «нейтральная частица» принадлежит к «активной расе»).

^{в)} Оригинал отчета содержит много пропусков. Мы обозначаем их уголковыми скобками $\langle \dots \rangle$, в очевидных случаях восстанавливая текст.

^{г)} Без сомнения, здесь делается сноска на статью С. Франка «Гипотетические альтернативные источники энергии для событий с участием «вторичных мезонов» – *Nature* 160, 527 (1947).

²⁾Заметим, что наша оценка Γ из геометрических соображений может быть весьма заниженной. Образование мезонона может быть в два этапа. Сначала может образоваться метастабильный мезон с положительной энергией, а затем произойдет радиационный переход в стабильное состояние (этот процесс аналогичен радиационному захвату нейтронов с образованием компаунд-ядра. Разница в том, что в нашем случае более вероятным является резонансное рассеяние мезоатомов на дейтонах, в связи с чем мне трудно оценить роль обсуждаемого механизма).

^{д)} Здесь и далее очевидная опечатка машинистки: следует читать «мезоион». Это следует также из более поздних публикаций А. Д. Сахарова, в частности, см. «Воспоминания», гл.5 и комментарии к статьям 4,5.

^{е)} Слова «надбарьерные энергии» не точны. В действительности, Сахаров должен был воспользоваться экспериментальными данными по сечениям подбарьерных реакций синтеза при низких энергиях столкновения дейтронов (порядка десятков кэВ).

^{ж)} Согласно современным оценкам проницаемости барьера для молекул ядерных ионов H_2^+ и D_2^+ равны 10^{-63} и 10^{-87} соответственно.

^{з)} В реконструированной формуле r_0 – точка поворота потенциальной ямы, $m_p = M_p/2$ – приведенная масса двух дейтронов.

^{и)} Это утверждение Сахарова, очевидно, касается возможности практического использования мюонного катализа, тогда как наблюдение самой реакции оказывается, согласно приведенным оценкам, вполне возможным, что и было подтверждено экспериментами Альвареца и др. Сахаров в своих оценках зависил на 2–3 порядка вероятность радиационного образования мезоиона. Однако, поскольку в условиях опыта Альвареца основную роль играет конверсионный механизм образования мезоионов с передачей энергии атомному электрону (на 2–3 порядка более вероятный, чем радиационный), окончательная оценка Сахарова оказалась верной по порядку величины.

^{к)} Время жизни пассивного мезона $\tau_\mu = 2,2 \cdot 10^{-6}$ с, т.е. скорость его распада $\lambda_\mu = 0,46 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1} \gg \lambda_m$.

5. О РЕАКЦИЯХ, ВЫЗЫВАЕМЫХ μ -МЕЗОНАМИ В ВОДОРОДЕ *

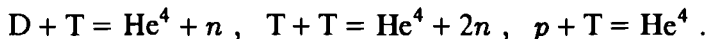
Совместно с Я. Б. Зельдовичем

В настоящее время поступили сведения о том, что в Беркли [1] в пузырьковой камере, наполненной жидким водородом с различным содержанием дейтерия, удалось наблюдать ядерную реакцию, катализированную μ -мезоном. Возможность реакции такого типа была впервые указана Франком [2] в связи с анализом $\pi - \mu$ -распада в эмульсиях. Процесс в жидком дейтерии рассматривался независимо друг от друга авторами настоящей статьи [3,4].

В присутствии μ -мезона меняется форма потенциального барьера, препятствующего ядерной реакции медленных ядер p и D , проницаемость барьера резко возрастает, становятся возможными реакции



Добавим, что в присутствии трития возможны также реакции



Реакция $p + p = D + e^+ + \nu$, катализированная мезоном, практически невозможна, так как в этом случае кроме барьера реакции препятствует малая вероятность β -процесса.

Было предсказано [4], что вероятность реакции на лету мала, образование мезомолекулы практически всегда приводит к ядерной реакции, скорость процесса определяется скоростью образования мезомолекул, вероятность образования мезомолекулы за время жизни мезона может достигать нескольких сотых или даже десятых, в зависимости от расположения уровней мезомолекулы.

Экспериментальные данные Альвареца [1] показывают, что в природном водороде (содержание $D = 1:7000$) в среднем на 150 мезонов приходится один акт $p + D = \text{He}^3$; в водороде с содержанием D 1:300 и 1:20 на 40 и на 33 мезона приходится один акт. При этом энергия реакции образования He^3 (5,4 МэВ) уносится μ -мезоном, так что при реакции наблюдаются монохроматические μ -мезоны. Относительно большая вероятность реакции в природной смеси объясняется [1] переходом мезона от водорода к дейтону (перезарядкой) $p\mu + D = p + D\mu$. Вследствие различия приведенных масс, энергия связи $D\mu$ (2655 эВ) на $\Delta E = 135$ эВ больше энергии связи $p\mu$ (2520 эВ). Поэтому процесс перезарядки в условиях опыта является необратимым.

Дадим грубую оценку вероятности перехода. При $\Delta E = 0$ сечение должно быть порядка πa^2 , где a – радиус боровской орбиты мезоатома $2,5 \cdot 10^{-11}$ см.

Действительно, при равных массах двух ядер, когда $\Delta E = 0$, состояния системы $\sum_+ g$ и $\sum_- u$ являются собственными, сечение перезарядки может быть выражено через рассеивательные длины a_g и a_u этих состояний в сплошном спектре, $\sigma = \pi(a_g - a_u)^2$. При $\Delta E \neq 0$, но малом по сравнению с энергией диссоциации молекулы,

$$\sigma = \pi(a_g - a_u)^2 v_f / v_i,$$

где v_i – начальная и v_f – конечная скорость столкновения.

В действительности ΔE того же порядка, что и энергия диссоциации, так что формула верна лишь по порядку величины. При малом v_i $\sigma \sim 1/v_i$. Следовательно, по порядку величины

$$\sigma \approx \pi a^2 v_* / v,$$

где v_* – характерная скорость, соответствующая энергии 135 эВ и приведенной массе p и D , $v_* = 2 \cdot 10^7$ см/с. Такая оценка дает качественное согласие с наблюдаемыми фактами: по расчету при концентрациях D 1/300–1/20 достигается насыщение, в природной смеси вероятность образования $D\mu$, а следовательно, и вероятность реакции в три раза (на опыте в 4–5 раз) меньше, чем в обогащенных смесях.

Обратимся к ядерной реакции в молекуле $pD\mu$. Наблюденная большая вероятность α отдачи энергии мезону не согласуется с предположением о том, что процесс идет как электрический дипольный переход ($E1$), при котором для мезона получается $\alpha = 2 \cdot 10^{-3}$. Поэтому для оценки вероятности не следует пользоваться (как это было сделано ранее [4]) экспериментальным сечением $p + D = \text{He}^3 + \gamma$, так как в условиях измерения сечения наблюдается именно $E1$ -процесс [5–6].

При орбитальном моменте, равном 0, система $p + D$ может находиться либо в состоянии $3/2+$, либо $1/2+$. Переход в He^3 ($1/2+$) возможен в первом случае как $M1$ и $E2$, во втором – как $M1$ и $E0$.¹

Коэффициенты конверсии равны: для $M1$ $\alpha = 10^{-4}$, для $E2$ $\alpha = 0,1$; для $E0$ возможна только отдача энергии мезону (вероятность рождения пары $e^+ + e^-$ за счет $E0$ равна 10^{-3} вероятности отдачи энергии мезону в случае $p + D$, но порядка 1 в случае $p + T = He^4$).

Расчет проникновения под барьер дает для молекулы $pD\mu$ при адиабатическом рассмотрении движения p и D $\psi^2(0) = 6 \cdot 10^{-27} \text{ см}^{-3}$.

Для зеркальной реакции $n + D$ принято считать [8], что процесс идет из состояния $3/2$ за счет $M1$. Экспериментально [9] на тепловых нейтронах $\sigma = 5,7 \cdot 10^{-28}$, при $v = 2200 \text{ м/с}$, $\sigma v = 1,3 \cdot 10^{-22} \text{ см}^3/\text{с}$.

Отсюда для мезомолекулы вероятность реакции ($\tau = 2,15 \cdot 10^{-6} \text{ с}$ – время жизни мезона)

$$w = \frac{\sigma v \psi^2(0)}{(1/\tau) + \sigma v \psi^2(0)} = 0,6.$$

При сближении p и D в состоянии со спином $1/2$ ориентировочная оценка величины монополюсного момента была произведена путем рассмотрения одной заряженной частицы с волновой функцией $\psi = \frac{1}{\sqrt{2\pi\lambda}} \frac{1}{r} e^{-r/\lambda}$ в конечном (связанном) состоянии и $\psi = \psi(0)(1 - \lambda/r)$ в начальном состоянии (сплошной спектр, $\psi(0)$ – вычисленная ранее волновая функция под барьером, $\psi^2(0) = 6 \cdot 10^{27}$).

Вероятность процесса с отдачей энергии мезону в состоянии $p + D$ со спином $1/2$ при $\lambda = 2,4 \cdot 10^{-13} \text{ см}$ оказалась равной 0,5.

Таким образом, из приведенных выше грубых оценок следует, что вероятность наблюдаемого Альваресом процесса с отдачей энергии мезону и вероятность процесса с испусканием γ -кванта могут быть обе порядка единицы за время жизни мезона.

При более точном рассмотрении, наряду с учетом неадиабатичности процесса (члены порядка отношения массы мезона к массе нуклона) необходимо будет раздельно рассмотреть ядерную реакцию при различных значениях суммарного спина молекулы.

Физический институт им. П.Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
8 февраля 1957 г.

Примечание при корректуре (9 февраля 1957 г.). Вероятности образования мезомолекулы при столкновениях $D\mu + p = Dp\mu$ и $D\mu + D = D_2\mu$ различаются не только вследствие различного положения возбужденного колебательного уровня

¹ На роль $E0$ при внутренней конверсии в переходах $J \rightarrow J$, $J \neq 0$ недавно обратили внимание Черч и Вейезер [7].

² Выбрано $\lambda = \hbar/\sqrt{2ME}$, M – приведенная масса p и D , E – энергия связи 5,4 МэВ.

молекулы [4], но и вследствие того, что у $pD\mu$ центр тяжести не совпадает с центром заряда, имеется дипольный момент $(1/3)e a$. Поэтому при столкновении медленных $D\mu + p$ возможен дипольный переход ($E1$) в молекулу в состоянии с моментом 1, с отдачей энергии электрону. В случае $D\mu + D$ с рассмотренным [4] $E0$ переходом конкурирует только $E2$ -переход в состояние с моментом 2.

Литература

- [1] L.W. Alvarez et al., литографированная рукопись, декабрь 1956.
- [2] F.C. Frank, Nature **160**, 525 (1947).
- [3] А.Д. Сахаров, отчет ФИАН (1948) (см. выше статью 4).
- [4] Я.Б. Зельдович, ДАН СССР **95**, 454 (1954).
- [5] G.M. Griffiths and I.B. Warren, Proc. Phys. Soc. A **68**, 781 (1955).
- [6] D.H. Wilkinson, Phil. Mag. **43**, 659 (1952).
- [7] E.L. Church and I. Wenezer, Phys. Rev. **103**, 1035 (1956).
- [8] N. Austern, Phys. Rev. **83**, 672 (1951); **85**, 147 (1952).
- [9] L. Kaplan, G.R. Ringo, and K.E. Wilzbach, Phys. Rev. **87**, 785 (1952).
- [10] E.E. Salpeter, Phys. Rev. **88**, 547 (1952).

КОММЕНТАРИИ К СТАТЬЯМ 4, 5

1. А.Д. Сахаров (Coll, с.3)

Теория μ -мезонного катализа

а) Отчет ФИАН, 1948. Ознакомившись с работой Франка, в которой он обсуждал возможную альтернативную интерпретацию опытов Пауэрлла, Окиалини и Латгеса (открытие π -мезона) с помощью реакции μ -катализа, я написал отчет, в котором поставил вопрос о возможности осуществления μ -катализа $D + D$ реакции в макроскопическом масштабе с положительным энергетическим балансом, и произвел некоторые расчеты. μ -катализ впоследствии стал темой большого количества экспериментальных (начиная с опытов Ледермана) и теоретических работ. Сейчас намечается возможность, что μ -катализ с положительным энергетическим балансом может происходить в системе $D + T$ (Пономарев и др. авторы).

б) ЖЭТФ, 1957. Совместная с Я.Б.Зельдовичем работа о μ -катализе. В частности, оценка течения реакции «переманивания» $D + \mu H \rightarrow \mu D + H$.

2. А.Д. Сахаров (В-1, часть I, гл.5, с.119-122)

Весной или зимой 1948 года я прочитал работу Франка. Автор обсуждал исторические эксперименты Пауэрлла, Латгеса и Окиалини, в которых был открыт пи-мезон. Экспериментаторы применили тогда новую методику облучения в космических лучах фотопластинок с толстым слоем фотоэмульсии и нашли интересные треки распада какой-то остановившейся в эмульсии частицы, более легкой, чем протон, причем при распаде образовывался, несомненно, μ -мезон. Пауэрлл, Латгес и Окиалини сделали вывод, что это более тяжелая частица, чем μ -мезон – иначе она не могла бы распадаться с выделением довольно заметной энергии. Впоследствии частица получила название пи-мезон. Ввиду фундаментального характера вывода о существовании нового типа частиц было необходимо проанализировать

все альтернативные возможности объяснения, среди них Франк разбирал и такую: первичная частица – обычный μ -мезон. Она захватывается ядром водорода, образуя подобие атома (теперь говорят – «мезоатом»). Затем мезоатом соединяется с еще одним ядром водорода, образуя «молекулярный мезоион». Если одно из ядер водорода является тяжелым изотопом (дейтоном, природное содержание 1/7000), то в «мезоионе» возможна ядерная реакция дейтона с протоном с образованием гелия-три и гамма-кванта. При этом избыток энергии сообщается μ -мезону, и он вылетает, образуя трек. Интересующая нас ядерная реакция происходит между двумя заряженными частицами – дейтоном и протоном. Обычно такие реакции происходят с заметной вероятностью только в том случае, если энергия сталкивающихся частиц достаточна велика, чтобы преодолеть электростатическое («кулоновское») отталкивание положительно заряженных ядер. Одна из возможностей – термоядерная реакция (вот и произнесено слово, столь существенное в судьбе автора этой книги). При этом ядерная реакция происходит при такой температуре, когда энергия теплового движения достаточна для преодоления отталкивания ядер. В случае изотопов водорода (H – протон, D – дейтон, T – тритон) это температура порядка нескольких килоэлектронвольт и больше, для многозарядных ядер всех остальных элементов – «порог» во много раз выше (поэтому, в частности, в термоядерном оружии используются только термоядерные реакции между изотопами водорода)...

... При лабораторных исследованиях ядерных реакций заряженных ядер одна из сталкивающихся частиц ускоряется электрическим полем, вторая помещается в так называемой мишени (твердой или газообразной). Это вторая возможность осуществления ядерной реакции между заряженными ядрами. Франк указал третью возможность. Молекулярный мезоион, состоящий из протона, дейтона и отрицательно заряженного μ -мезона, по своему строению аналогичен обычному молекулярному иону (протон + дейтон + электрон). Отрицательно заряженный μ -мезон или электрон скрепляет воедино систему трех тел, притягивая положительно заряженные ядра. Но так как μ -мезон имеет массу в 209 раз больше массы электрона, то размеры мезоиона в такое же число раз меньше (это соотношение подобия можно получить, приравнявая по порядку величины энергию электростатического взаимодействия и энергию нулевых квантовых колебаний). Большая часть пути ядер, на котором им приходится преодолевать взаимное отталкивание, оказывается таким образом уже пройденной; остаток пути легко преодолевается благодаря явлению квантового подбарьерного перехода. Подбарьерный переход – один из самых важных качественных эффектов в квантовой физике – был теоретически открыт и изучен Робертом Оппенгеймером в конце 20-х годов; он, в частности, лежит в основе альфа-распада, многих явлений твердого тела, спонтанного деления ядер урана и т.д.

Идея Франка была необычайно остроумной. Но оценки, произведенные им, показывали, что так ни в коем случае нельзя объяснить результаты опытов Пауэрла, Латтеса и Окиалини. Первичная частица не μ -мезон, а нечто новое, пи-мезон. Меня, однако, работа Франка заинтересовала совсем с другой стороны. В предложенном Франком механизме μ -мезон выступает в качестве *катализатора* ядерных реакций, облегчая их протекание и не расходуясь, в полной аналогии с известными из химии каталитическими реакциями. Я поставил перед собой вопрос, нельзя ли создать такие условия, при которых каждый μ -мезон (скажем «сделанный» на ускорителе) вовлекал бы в ядерную реакцию большое число дейтонов. Попросту говоря, что будет, если в большой сосуд с дейтерием впустить пучок μ -мезонов? Я придумал название для этого предприятия – «Мю-мезонный катализ», произвел некоторые оценки – не очень обнадеживающие и далеко не исчерпывающие сложные явления, происходящие в системе, и написал отчет. Отчет был засекречен (первый засекреченный в моей жизни, кажется, по инициативе Вавилова), но с работой было ознакомлено довольно большое количество людей в ФИАНе и за его пределами. Она вызвала большой интерес, но какие-либо практические выводы сделаны не были. Расскажу о дальнейшем развитии этой тематики (в котором я принимал лишь очень слабое

участие). В 1956 году замечательный американский экспериментатор Альварец, используя пучок μ -мезонов от ускорителя, обнаружил на опыте предсказанную Франком реакцию. Альварец наблюдал эту реакцию в смесях, содержащих разные, довольно малые количества дейтерия. Оказалось, однако, что образующийся сначала протонный мезоатом с неожиданно большой вероятностью реагирует с дейтерием, дейтон «переманивает» к себе μ -мезон, образуется мезоатом из дейтона и μ -мезона. Реакция «переманивания» идет с выделением энергии, так как энергия связи μ -мезона с тяжелым дейтоном несколько больше энергии связи с протоном. Я обсуждал этот эксперимент с Я. Б. Зельдовичем, у него было много ценных идей, я со своей стороны дал грубую оценку эффекта переманивания, в результате появилась наша совместная работа; в ней была также ссылка на мой рассекреченный к тому времени отчет.

При вычислении выхода каталитической реакции на один μ -мезон надо учитывать следующие факторы: μ -мезон – нестабильная частица, он распадается за относительно очень короткое время в две миллионных секунды. Образование молекулярного иона и последующая ядерная реакция протекают не мгновенно, а за конечное время. Имеет место отравление катализатора – термин из обычной химии, в данном случае это образование мезоиона с ядром гелия. Очевидно, если мы ожидаем заметного выхода ядерной реакции, время образования молекулярного иона и время ядерной реакции должны быть много меньше времени жизни μ -мезона, а отравление должно происходить достаточно редко.

Все эти факторы тщательно анализировались. Среди тех, кто вел эти исследования в СССР – С. Герштейн, Л. Пономарев и их сотрудники. Основной вывод:

1. В чистом дейтерии нет оснований надеяться на такой выход реакции, при котором можно было бы вернуть энергию, затраченную на производство μ -мезонов.
2. В смеси дейтерия с тритием ситуация более обнадеживающая.

Добавление 1987 г. Существуют теоретические оценки и предварительные экспериментальные результаты, дающие возможность надеяться, что в принципе не исключено, что μ -мезонный катализ явится одним из решений проблемы термоядерного синтеза (в «бриддерном» варианте, о которых я рассказываю ниже в связи с магнитно-термоядерным методом решения проблемы). Реакция должна осуществляться не в жидкой фазе, как я думал в 1948 году, а в большом объеме сжатого газа.

Экспериментальный μ -мезонный катализ в СССР изучался В.П. Джелеповым с сотрудниками (в качестве источника μ -мезонов использовался фазотрон в Дубне). В целом μ -мезонный катализ – большая область исследований, в которой занято немало людей.

3. С.С.Герштейн, Л.И.Пonomарев

40 лет спустя: Комментарий к отчету АДС

Публикация легендарного отчета Андрея Дмитриевича Сахарова (А.Д.С., 1921–1989), в которой он высказывал идею практического использования мюонного катализа (и взял впервые сам этот термин), представляет (уже по одной этой причине) несомненный исторический интерес. Этот отчет был выполнен весной 1948 г. – еще до того, как А.Д.С. начал заниматься проблемами термоядерного синтеза. Более того, в своих воспоминаниях [1] А.Д.С. высказывает предположение, что публикуемый отчет послужил в свое время одной из причин включения его в группу сотрудников ФИАНа под руководством И.Е.Тамма, привлеченную к работе над термоядерным оружием. По условиям того времени отчет А.Д.С. был засекречен и о нем знало лишь небольшое число сотрудников ФИАН, с

которыми А.Д.С. обсуждал работу¹. Я.Б. Зельдович, работавший в 50-е годы вместе с А.Д.С. над разработкой ядерного оружия, узнал о существовании отчета А.Д.С. только в 1951 г., когда обсуждал с ним свою работу о ядерных реакциях, вызываемых мюонами в водороде [2]². Однако с самим отчетом Я.Б. Зельдович познакомился лишь в 1957 г., после открытия μ -катализа Л.Альваресом и др. [3], когда отчет А.Д.С. был затребован из ФИАНа «на объект», где работали А.Д.С. и Я.Б. Зельдович. В рабочей тетради Зельдовича, датированной 1957 годом и переданной одному из авторов настоящего комментария (С.С.Г.), содержится краткий конспект отчета А.Д.С. вместе с конспектом работы Франка в Nature [4], (см. рис.1). В этой же тетради содержится первый вариант совместной работы Зельдовича и А.Д.С.[5], в которой впервые приведена ссылка на отчет А.Д.С. (см. рис.2). Позднее эта ссылка вошла в обзоры [6] и приобрела широкую известность. Особый интерес к отчету А.Д.С. возник в 70-е годы в связи с новейшим развитием работ по мюонному катализу в смеси дейтерия и трития и с той международной славой, которую приобрел А.Д.С. как ученый и гуманист. Однако о конкретном содержании отчета А.Д.С. мало кто знал вплоть до последнего года – о нем говорили, ссылаясь на вторичные и даже на более далекие источники³.

Весной 1989 г. мы обсуждали с А.Д.С. желательность публикации легендарного отчета. Он дал свое согласие на это, но сказал, что ему неизвестно местонахождение отчета (по его словам в 1957 г. отчет был запрошен из ФИАНа в организацию, где он тогда работал). После скоростной смерти А.Д.С. 14 декабря 1989г. отчет все-таки удалось найти в архивах ФИАН, снять с него гриф секретности и взять, наконец, в руки пожелтевшие страницы рукописи, предвосхитившей в какой-то мере развитие очень интересной области физики⁴.

К сожалению, в обнаруженном экземпляре отчета существуют пропуски, имеются опечатки и отсутствует ряд формул. (Возможно, что найденный экземпляр представляет собой копию отчета, запрошенного в 1957 г. на «объект»). В большинстве случаев, однако, удастся восстановить полученные результаты и проследить ход мыслей А.Д.С.

Заглавие «пассивные мезоны» отражает состояние науки того времени. К 1947 г. было выяснено, что мезоны, наблюдавшиеся в космических лучах на уровне моря (по современной терминологии – мюоны), слабо взаимодействуют с атомными ядрами и, с точки зрения ядерных взаимодействий, действительно выглядят «пассивными». В отличие от них мезоны, наблюдавшиеся в верхних слоях атмосферы, интенсивно рождались в процессах взаимодействия космических лучей с ядрами вещества и, в свою очередь, сами активно вступали в ядерные взаимодействия. Это были, как мы уже знаем сейчас, пионы – частицы, предсказанные в 1955 г. Х. Юкавой. отождествление обоих типов мезонов (массы

¹ М.А. Марков рассказывал одному из авторов (С.С.Г.), что ему также приходила в голову мысль о возможности ядерной реакции синтеза, катализируемой тяжелыми долгоживущими мезонами (их наличие подозревали одно время в космических лучах). Однако, после того, как он проделал соответствующие оценки, он случайно узнал о существовании отчета А.Д.С. и отказался от публикации своей работы.

² В работе Я.Б. Зельдовича [2] содержится благодарность А.Д.С., но отсутствует ссылка на засекреченный отчет – в соответствии с существовавшими тогда правилами.

³ Например, Дж.Д. Джексон, первым рассмотревший цикл мюонного катализа в смеси дейтерия и трития [7], на первой конференции по мюонному катализу (июнь 1984 г., Вайоминг, США) [8] рассказывал, что об отчете А.Д.С. он узнал от одного западного физика, посетившего СССР, который слышал о нас от советского коллеги, а тот – от своего учителя, которому, в свою очередь, об отчете рассказал его учитель, сам видевший отчет (теперь цепочку можно расшифровать: Дж. Фиорентини – Л.И. Пономарев – С.С. Герштейн – Я.Б. Зельдович).

⁴ Авторам приятно поблагодарить В.Я. Файнберга, с готовностью откликнувшегося на нашу просьбу и нашедшего отчет в архиве ФИАНа, и Л.В. Келдыша, содействовавшего его быстрому рассекречиванию.

которых при грубых измерениях казались одинаковыми) приводило к парадоксам, которые были разрешены в 1947 г. опытами Пауэрла, Латтеса и Окиалини [9], открывшими $\pi \rightarrow \mu\nu$ распад. В отчете, написанном по свежим следам этого открытия, А.Д.С. еще пользуется для обозначения мюона существовавшей ранее терминологией – «пассивный мезон», т.е. μ -мезон (в отличие от «активных» пи-мезонов).

Отчет А.Д.С. состоит из двух частей, первая из которых посвящена возможности генерации «пассивных» мезонов, а другая – возможности использования «пассивных» мезонов для катализа ядерных реакций синтеза в дейтерии.

Находясь в 1945–1947 гг. в аспирантуре ФИАН, А.Д.С. мечтал работать на «передней линии» фундаментальной науки и занимался, в частности, одним из вариантов мезонной теории ядерных сил, предложенной И.Е. Таммом. Он сразу понял, что неожиданное открытие Пауэрла, Латтеса и Окиалини, показавших, что наряду с ядерно-активными мезонами существуют «пассивные» мезоны (или, как сейчас говорят, лептоны), имеет фундаментальное значение.

В связи с этим он рассмотрел вопрос о возможности наблюдения «пассивных» мезонов. Отметив, что в космических лучах и на ускорителях тяжелых частиц такие мезоны могут возникать только в качестве продукта распада активных мезонов, он особо подчеркнул принципиальную важность использования для целей поиска «пассивных» мезонов и изучения их свойств электронных ускорителей, где «пассивные» мезоны могут рождаться парами.

Слова А.Д.С. звучат поистине пророчески, если вспомнить, что почти 30 лет спустя на встречных электрон-позитронных пучках (о возможности которых в 1948 г. он, конечно, не мог и подозревать) были обнаружены τ -лептоны – тяжелые частицы, которые, по терминологии А.Д.С., тоже являются пассивными. Замечание А.Д.С. о перспективности электронных ускорителей – лишь один из примеров столь характерного для всего его научного творчества стремления увязать свои теоретические результаты с экспериментальными исследованиями. Дело в том, что именно в это время в ФИАНе сооружался электронный синхротрон. О непосредственном интересе к его созданию свидетельствует обнаруженный в архивах ФИАНа другой до сих пор неопубликованный отчет А.Д.С. «Влияние рассеяния на интенсивность пучка в синхротроне», датированный июнем 1948 г.

Из текста отчета видно, что нейтрино, образующееся в $\pi \rightarrow \mu\nu$ распаде, А.Д.С. пытается отождествить с «активным» мезоном (т.е. нейтральным пионом), ошибочно полагая, что эксперимент указывает на ненулевую массу нейтральной частицы. Это, конечно, некоторый курьез, связанный с тем, что в то время не были известны ни спины мезонов, ни сама концепция универсального слабого взаимодействия. Вместе с тем А.Д.С. совершенно правильно отмечает, что вероятность распада можно оценить, предполагая, что он происходит через нуклон-антинуклонную пару (по аналогии с распадом $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$). Мы хотели сделать эти краткие комментарии к первой части отчета А.Д.С., поскольку о его содержании раньше вообще ничего не было известно.

Известность получила вторая часть отчета, в которой была высказана идея мюонного катализа, и обсуждалась возможность его практического использования. Любопытна история появления этой идеи. Дело в том, что сразу же после опытов Пауэрла и др., английский физик Чарльз Франк⁵, сознавая фундаментальное значение выводов, сделанных на основе этих опытов, попытался найти альтернативное объяснение наблюдаемого процесса, не требующее введения второго мезона. Среди различных возможностей, рассмотренных (и отвергнутых) Франком, была и следующая: отрицательный мезон, останавливаясь в водородосодержащей эмульсии, связывает входящие в ее состав ядра водорода и дейтерия в особую «мезонную» молекулу (точнее – мезомолекулярный ион), размеры которой должны быть порядка борковского радиуса мезоатома, т.е. около 10^{-11} см. Ядра в такой мезомо-

⁵Сегодня он – Sir Charles, член Королевского общества, в этом году ему исполнилось 80 лет.

лекуле с заметной вероятностью путем туннельного перехода преодолевают кулоновский барьер и вступают в ядерную реакцию синтеза $pd \rightarrow \text{He}^3$ с выделением энергии 5,5 МэВ. Если эта энергия будет передана мезону, связывающему ядра в мезомолекуле, то из точки остановки мезона в фотоэмульсии будет исходить новый трек, принадлежавший мезону с энергией 5,5 МэВ. Такая картина будет действительно похожа на то, что наблюдалось в экспериментах Пауэлла и др. Франк, однако, сам отверг эту возможность объяснения опытов Пауэлла и др., полагая, что концентрация дейтерия в природном водороде слишком мала, чтобы обеспечить заметную вероятность обсуждаемой реакции⁶.

Несмотря на конечный отрицательный вывод сама идея Франка – о возможности образования мезонных молекул изотопов водорода и реакции ядерного синтеза в таких молекулах – оказалась очень плодотворной. Именно на эту идею обратил внимание А.Д.С., прочтя, как он пишет в своих воспоминаниях [1], весной или зимой 1948 г., заметку Франка в «Nature». Более того, он сразу же понял, что как раз открытие «пассивного» мезона – мюона, слабо взаимодействующего с ядрами (поэтому обладающего сравнительно большим временем жизни в веществе), делает обсуждаемую Франком возможность вполне реалистичной. При этом А.Д.С. сделал следующий шаг, рассмотрев аналогичный процесс в чистом дейтерии и указав, что освобождающийся в результате ядерной реакции мюон может вновь образовать мезомолекулу, в которой произойдет следующая ядерная реакция и, таким образом, за время жизни мюона процесс может неоднократно повторяться, т.е. мюон может играть роль катализатора ядерной реакции, протекающей при низких температурах.

Сущность процесса, как он его себе представлял тогда, хорошо изложена в публикуемом отчете. С характерной для А.Д.С. особенностью опускать очевидные для него логические звенья рассуждений (что, по воспоминаниям знавших его людей, часто затрудняло понимание высказываемых А.Д.С. идей) он не обсуждает в отчете ключевой (но очевидный для него) вопрос, почему для протекания процесса мюонного катализа необходимо предварительное образование мезомолекул и почему менее вероятна реакция синтеза в реакции «на лету» ($d\mu + d$), т.е. при столкновении мезоатома с ядром дейтерия.

Он сразу приступает к оценке вероятности ядерной реакции в мезомолекуле $dd\mu$. Хотя соответствующие формулы в текст не вписаны, из него совершенно ясно, что его подход аналогичен использованному позднее в работах Я.Б. Зельдовича [2] и Дж. Джексона [7]. Полученная им скорость ядерной реакции в мезомолекуле $dd\mu$ ($\sim 10^9 \text{ с}^{-1}$) согласуется с современными расчетами⁷. Далее А.Д.С. совершенно правильно отмечает, что «наиболее опасным» (в смысле осуществимости процесса мюонного катализа) является малая скорость образования мезомолекул. Оценивая ее, А.Д.С. принимает в качестве механизма образования мезомолекул радиационный переход мезона в поле двух дейтронов, не заметив при этом, что немного более вероятным является конверсионный переход с передачей энергии связи образующейся мезомолекулы атомному электрону⁸.

⁶ Впоследствии оказалось, что этот аргумент неоснователен. Рассмотренная Франком реакция была (совершенно случайно) обнаружена экспериментально именно в естественном водороде, где концентрация дейтерия не превышает 0,015%. Этот парадокс вскоре объяснил Эдвард Теллер [3].

⁷ Правда, современные расчеты дают указанное им значение для реакции из вращательного состояния мезомолекулы с $J=1$. Для реакции из состояния с $J=0$ это значение (10^{11} с^{-1}) существенно больше.

⁸ Это утверждение содержится в работах Я.Б. Зельдовича 1954 г. [2]. Любопытно, однако, что для мезомолекул, состоящих из одинаковых ядер, Я.Б. Зельдович рассмотрел в работе [2] только конверсионные $E0$ - и $E2$ -переходы из симметричного состояния рассеяния Σ_g , в то время как для более интенсивного $E1$ -перехода из антисимметричного состояния Σ_u он, как и А.Д.С., ограничился рассмотрением лишь радиационного перехода. Конверсионный $E1$ -переход из состояния отталкивания Σ , представляющий основной механизм образования мезомолекул $pp\mu$ и $tt\mu$, был рассмотрен позже в работах [10].

Оценка скорости радиационного образования мезомолекул, полученная А.Д.С., оказалась значительно завышенной (10^3 – 10^5 с⁻¹), но тем не менее он приходит к выводу о невозможности мезонно-каталитической реакции с обычными мюонами. (Имея, конечно, в виду получение ядерной энергии таким способом, а не возможность экспериментального наблюдения единичных актов реакции, которая на основе его оценок, оказывалась вполне реалистичной.)

Убедившись, по-видимому, в том, что практическая осуществимость μ -катализа ограничена сравнительно малой скоростью образования мезомолекул, А.Д.С. не стал рассматривать другую причину, лимитирующую эффективность процесса катализа, а именно, «прилипания» мюонов к ядрам He, образующимся в результате реакции ядерного синтеза $dd\mu \rightarrow \mu \text{He}^3 + n$. Как выяснилось в дальнейшем, именно этот процесс играет решающую роль в случае, когда скорость образования мезомолекул достаточно велика.

Нетрудно понять, почему А.Д.С. не рассмотрел также реакцию μ -катализа в смеси дейтерия и трития. В то время ему, еще незнакомому с проблемами создания термоядерного оружия, реакция с искусственно получаемым нестабильным тяжелым изотопом водорода могла показаться экзотической.

С точки зрения современных представлений о μ -катализе, интересно отметить подстрочное примечание в отчете, где содержится намек на возможность резонансного усиления вероятности образования мезомолекул (резонансное рассеяние мезомолекул на дейтронах, если в мезомолекуле $dd\mu$ существует реальный или виртуальный уровень с маленькой энергией связи). Более подробно эта возможность была рассмотрена в работе Зельдовича [2]. Она послужила в свое время отправным пунктом при поисках механизма резонансного образования мезомолекул и объяснения температурной зависимости μ -катализа в дейтерии.

С высоты современных знаний отчет А.Д.С. может показаться кому-то наивным, а кого-то даже разочаровать. Не надо забывать, однако, что он написан более 40 лет назад, когда отсутствовали практически все сведения об элементарных частицах и их взаимодействиях, которые теперь общеизвестны и кажутся тривиальными.

Несомненно, что отчет А.Д.С., будучи опубликованным в свое время, мог бы стимулировать экспериментальные и теоретические исследования мюонного катализа и ускорить открытие этого интересного явления. Этого, однако, не произошло. Отчет оставался засекреченным вплоть до прошлого года, а сам А.Д.С. к проблеме мюонного катализа вернулся лишь в 1957 г. после открытия Л. Альварецем и др. реакции pd -синтеза, вызванных μ -мезонами [3]. Как уже отмечалось, это открытие было сделано случайно. Л. Альварец со своей группой изучал в жидководородной камере реакции, вызываемые K^- -мезонами. Вместе с K^- -мезонами в камеру попадали и μ -мезоны, которые в проводимом эксперименте составляли нежелательный фон. Тем не менее экспериментаторы обратили внимание на то, что некоторые случаи остановки мюонов выглядят весьма необычно, а именно, на расстояниях 1–2 мм от точки остановки мюона начинается новый трек, также принадлежащий мюону с энергией 5,5 МэВ (см. рис.3). Это были как раз события, отвечающие ядерной реакции в $pd\mu$ -молекуле с передачей энергии μ -мезону, т.е. процессу, рассматривавшемуся Франком. Эксперименты с повышенным содержанием дейтерия подтвердили этот факт, а также позволили зарегистрировать несколько случаев ядерной реакции, вызываемых одним мюоном (в соответствии с тем, что ожидал А.Д.С.).

Остались, однако, загадочными два обстоятельства: почему μ -катализ реакции $pd \rightarrow \text{He}^3$ происходит даже в естественной смеси водорода и дейтерия при ничтожных концентрациях последнего ($c_d \sim 10^{-4}$) и почему вероятность канала с конверсией мюона $pd\mu \rightarrow \text{He}^3 + \mu^-$ не столь мала по сравнению с реакцией $pd\mu \rightarrow \mu \text{He}^3 + \gamma$, как это следовало бы ожидать из элементарных оценок коэффициента конверсии.

Качественный ответ на первый вопрос был указан Э.Теллером, заметившим, что из-за различия в приведенных массах энергии связи мюона в мезоатоме $d\mu$ на 137 эВ

больше, чем в $p\mu$, и поэтому процесс перезарядки $p\mu + d \rightarrow d\mu + p$, происходящий при столкновении мезоатомов $p\mu$ с ядрами дейтерия, носит необратимый характер. (Ядра дейтерия, таким образом, отбирают мюоны у протонов.) Однако для окончательного заключения необходимы были количественные оценки.

В совместной работе [5] А.Д.С. и Я.Б. Зельдович дали очень изящные и простые оценки сечения перезарядки $p\mu + d \rightarrow d\mu + p$, исходящие по существу из соображений размерности. Эти оценки оказались очень близкими к последующим точным расчетам, и давали полуколичественный ответ на первый вопрос. В этой же работе было дано объяснение и большой вероятности канала реакции $p d\mu \rightarrow d\text{He}^3 + \mu^-$ по сравнению с каналом $p d\mu \rightarrow \mu\text{He}^3 + \gamma$.⁹

В последующие годы А.Д.С. неизменно сохранял интерес к проблеме μ -катализа и авторы имели удовольствие неоднократно обсуждать с ним возникающие вопросы и новые результаты.

Последующее развитие исследований проблемы μ -катализа добавляет дополнительные штрихи к нашему пониманию значения отчета А.Д.С. В 1957–59 гг., когда выяснилось, что вероятность образования мезомолекул $dd\mu$ и $pd\mu$ сравнительно невелика, а эффективность катализа в любом случае ограничена прилипанием мюона к ядрам гелия, образующимся в реакциях синтеза [7, 11]¹⁰, интерес к μ -катализу как альтернативному способу получения энергии ядерного синтеза угас примерно на 20 лет. Сохранился, однако, чисто научный интерес к этому своеобразному явлению. Кроме того, выяснилось, что учет мезоатомных и мезомолекулярных процессов, составляющих суть явления μ -катализа, весьма важен для экспериментальной проверки универсального характера слабых взаимодействий мюонов с нуклонами, проводимой в опытах по захвату мюонов протонами и дейтронами¹¹. Поэтому для анализа этих экспериментов необходимо было изучить и катализ в дейтерии и смеси водорода с дейтерием, в частности, надо было измерить скорости образования мезомолекул и других мезомолекулярных процессов, влияющих на μ -захват¹².

В результате исследований, проводимых в Дубне группой В.П. Джелепова [12], было обнаружено, что скорость образования мезомолекул $dd\mu$ при комнатных температурах примерно в 10 раз больше, чем в жидком дейтерии ($T \sim 20$ К). Известные к тому времени механизмы образования мезомолекул не могли объяснить ни зависимости скорости образования мезомолекул $dd\mu$ от температуры, ни большого значения этой величины при высоких температурах. При попытках теоретически объяснить обнаруженные факты вспомнили замечание Я.Б. Зельдовича [2] о возможности резонансного увеличения скорости образования мезомолекул при наличии у них слабосвязанного уровня энергии (как стало ясно теперь, такая возможность обсуждалась уже в отчете А.Д.С.). На возможность существования слабосвязанного вращательно-колебательного состояния в мезомолекуле $dd\mu$ было впервые указано в [13]. Поскольку оценки давали для его энергии связи

⁹Было показано, что в этом случае важную роль играет безрадиационный монопольный переход ЕО. (Как известно, изучению таких переходов и вычислению их вероятности была посвящена кандидатская диссертация А.Д.С.).

¹⁰Первые оценки величины коэффициента прилипания мюона к гелию были сделаны независимо Я.Б. Зельдовичем [11] и Дж. Джексоном [7]. Джексон упоминает в работе, что на этот механизм «прилипания» мюона к гелию, ограничивающий эффективность катализа, ему указал Е. Вигнер.

¹¹В частности, было показано, что переходы между уровнями сверхтонкой структуры мезоатомов водорода при их столкновении с протонами приводят в случае «V-A»-варианта слабого взаимодействия к увеличению в 4 раза вероятности атомного μ -захвата, а захват мюонов в мезомолекуле $pp\mu$ составляет приблизительно 3/4 этой величины.

¹²В экспериментальных и теоретических исследованиях μ -катализа того времени принимали участие и будущие нобелевские лауреаты Л. Ледерман, К. Руббин, С. Вейнберг. («Первая любовь» – говорил об этих работах много лет спустя Л. Ледерман).

значение $\epsilon_{11} < 7$ эВ, его влияние на процесс образования $dd\mu$ -молекул серьезно не рассматривалось (при этом всегда предполагали, что образование $dd\mu$ -молекул происходит путем передачи энергии связи атомному электрону).

Однако, как предположил Э.А. Весман [14], наличие слабосвязанного состояния может приводить к особому «резонансному» механизму образования мезомолекул $dd\mu$ со скоростью, зависящей от температуры и достигающей значения $\lambda_{dd\mu} \sim 10^6$ с⁻¹. Суть этого механизма состоит в следующем: если энергия связи возбужденного вращательно-колебательного состояния мезомолекул $dd\mu$ не превышает 2 эВ, то при ее образовании в столкновении мезоатома $d\mu$ с молекулой D_2 выделяющаяся энергия связи мезомолекулы $dd\mu$ может быть передана на возбуждение вращательно-колебательных степеней свободы мезомолекулярного комплекса $[(dd\mu)dee]$, одним из «ядер» которого становится $dd\mu$ -молекула (мезомолекулярный ион $(dd\mu)^+$).

Чтобы убедиться в существовании такого резонансного механизма, следовало с высокой точностью определить энергию возбужденного состояния мезомолекулы $d\mu$. Для решения этой задачи требовалось разработать новые методы точного численного решения квантово-механической задачи 3-х тел (проведенные к тому времени вариационные расчеты не подтверждали существования рассматриваемого уровня). Такая работа была проведена в 1967–77 гг. группой теоретиков из Дубны (см. обзор [15]), и она подтвердила существование в мезомолекуле вращательно-колебательного состояния с энергией связи $\epsilon_{11} \sim 1,96$ эВ.

С помощью развитых методов удалось обнаружить также существование аналогичного уровня в мезомолекуле $dt\mu$ с энергией связи $\epsilon_{11} \sim 1$ эВ¹³. Отсюда немедленно следовал вывод: скорость резонансного образования мезомолекул $dt\mu$ должна составлять величину $\sim 10^8$ с⁻¹, а с учетом малой вероятности прилипания мюона к ядрам гелия в реакции $dt\mu \rightarrow \mu\text{He}^4 + n + 17,6$ МэВ это означало, что один мюон в смеси дейтерия и трития может за время своей жизни катализировать около 100 реакций синтеза [17].

Этот вывод, весьма интересный с научной точки зрения, сам по себе все же не позволял рассматривать μ -катализ в качестве альтернативного способа получения ядерной энергии. Действительно, энергия 100 реакций dt -синтеза составляет 2 ГэВ, что не компенсирует даже энергетические затраты на производство одного мюона ($5 \div 8$ ГэВ) [17]¹⁴.

Дело обстоит, однако, не так просто, если учесть, что наряду с энергией dt -синтеза 17,6 МэВ в реакции $dt \rightarrow \text{He}^4 + n$ выделяются также нейтроны с энергией 14,1 МэВ. И здесь мы должны коснуться одного важного технического предложения А.Д.С., которое, насколько нам известно, в литературе не связывают с его именем. Как пишет А.Д.С. в своих воспоминаниях [1, с. 191], он в 1951 г., рассматривая проект магнитного термоядерного реактора (МТР), предложил использовать нейтроны, выделяющиеся в реакциях ядерного синтеза для целей бриддинга, т.е. производства делящихся изотопов U^{232} и Pu^{239} путем размножения и захвата нейтронов в мишенях из природных Th^{232} и U^{238} .

«Так как выделение энергии на один акт реакции при процессе деления гораздо больше, чем при процессе синтеза, — пишет А.Д.С. в своих воспоминаниях, — то экономические и технические возможности такого комбинированного двухступенчатого производства энергии оказываются выше, чем при получении энергии непосредственно в термоядерном реакторе. Делящиеся материалы производятся при этом в МТР и затем сжигаются в атомных реакторах сравнительно простой конструкции, более простых, чем реакторы на быстрых нейтронах, в которых к тому же накопление делящихся материалов происходит сравнительно медленно». Следует заметить, что в настоящее время большинство

¹³Сейчас эти энергии связи известны с огромной точностью.

¹⁴Именно к такому заключению пришел в свое время Джексон [7], когда при грубых оценках ошибочно зависил на 4 порядка скорость «обычного» нерезонансного механизма образования мезомолекул $dt\mu$ и случайно получил для нее как раз значение 10^8 с⁻¹.

проектов управляемых термоядерных реакторов предусматривает создание т.н. blankets из природного урана или тория для наработки делящихся материалов.

Как впервые заметил Ю.В. Петров [18], использование blankets существенно повышает эффективность μ -катализа, а поскольку для производства мюонов необходим ускоритель дейтронов с энергией $\sim 1,5$ ГэВ, то естественным и экономически выгодным становится использовать μ -катализ в комбинации с процессом электроядерного бриддинга.

Действительно, 1 нейтрон с энергией 14,1 МэВ, попадая в blanket из естественного урана, может осуществить в среднем около 1 деления и произвести 2,5 ядра плутония (с учетом того, что 1 нейтрон надо отдать на воспроизводство трития). Поскольку при каждом делении выделяется энергия 0,2 ГэВ, энергия, запасенная в наработанных ядрах плутония, составляет $2,5 \cdot 0,2 \cdot 1,7 = 0,8$ ГэВ (с учетом коэффициента умножения плутония 1,7 при сжигании его в тепловых ядерных реакторах). При условии, что мюон катализирует 100 реакций dt -синтеза, общая тепловая энергия, высвобождаемая одним мюоном, составляет $(0,2 + 0,8) \cdot 100 = 100$ ГэВ. Кроме того, нуклоны исходного пучка, используемые для производства мезонов, также взаимодействуют с ураном, повышая полный выход энергии до 180 ГэВ, что примерно в $20 \div 30$ раз превышает энергию, затраченную на рождение одного мюона. При учете КПД ускорителей и других потерь тепловых АЭС выход полезной энергии снижается, но все же остается достаточно высоким, чтобы всерьез относиться к проектам практического использования мюонного катализа для производства ядерной энергии и нейтронов. Согласно теоретическим расчетам мюонно-каталитический реактор в состоянии наработать плутония в количестве, достаточном для питания 4 АЭС равной ему мощности. Насколько реальна такая перспектива, покажет будущее.

Эти теоретические заключения, сделанные в 1977–78 гг., возродили интерес к мюонному катализу как альтернативному способу получения энергии и нейтронов и стимулировали большое число экспериментальных и теоретических исследований различных аспектов этой проблемы.

Уже первые эксперименты, проведенные в ОИЯИ группой В.П. Желепова и В.Г. Зинова в 1979 г. [19], подтвердили, что скорость образования мезомолекул $dt\mu$ больше 10^8 с⁻¹. В дальнейшем в экспериментах в Лос-Аламосе (США) и на мезонной фабрике в Швейцарии (вблизи Цюриха) было показано, что в плотных смесях дейтерия и трития наблюдается более 120 реакций синтеза на один мюон [18].

В настоящее время проблему μ -катализа изучают в 50 различных лабораториях в 15 странах мира, предложены различные варианты гибридных мюонно-каталитических реакторов. Эти исследования составляют важную часть всех работ, проводимых на мезонных фабриках в Швейцарии, Лос-Аламосе, Ванкувере, Японии и в других центрах (ОИЯИ, ЛИЯФ, Резерфордская лаборатория в Англии и т.д.). Систематически проводятся международные конференции по этой проблеме, издается специализированный международный журнал «Мюонный катализ».

Такой интерес к μ -катализу связан не только с проблемами энергетики будущих столетий. В процессе изучения μ -катализа выяснилось также, что он дает уникальные возможности исследования других важных явлений, например слабых взаимодействий, структуры малонуклонных систем и характера ядерных реакций между ними, которые протекают в мезомолекулах из вполне определенных спиновых и орбитальных состояний, иногда недоступных при изучении аналогичных реакций «на лету». Некоторые мезоатомные процессы, сопровождающие μ -катализ, позволяют моделировать аналогичные, но трудно измеримые процессы в атомной физике. Прежде всего, это относится к реакциям перезарядки при малых энергиях столкновения. Температурная зависимость скорости резонансного образования мезомолекул $dd\mu$ от величины энергии связи возбужденного уровня и высокая точность (10^{-7}), достигнутая при теоретическом вычислении этого значения, позволяют экспериментально определять даже такие тонкие эффекты, как поляризация вакуума в мезомолекулах. Наконец, в связи с потребностями μ -катализа были развиты новые экс-

периментальные методики¹⁵ и численные методы, позволяющие решать в едином подходе задачу Коши и задачу Штурма – Лиувилля для систем большого (10^{-3}) числа связанных дифференциальных уравнений, развиты новые эффективные методы решения двумерных и трехмерных задач математической физики и т.д. (подробнее см. обзоры [19]).

Физики нашей страны до сих пор сохраняют лидирующую роль в изучении явления μ -катализа и связанных с ним проблем, и этот признанный факт лучше всего демонстрирует важность преемственности поколений в науке, особенно, когда у истоков проблемы стоят такие люди, как Андрей Дмитриевич Сахаров.

Литература

- [1] Андрей Сахаров, *Воспоминания*, Нью-Йорк, изд-во им. Чехова, 1990.
- [2] Я.Б. Зельдович, *Реакции, вызываемые μ -мезонами в водороде*, ДАН **95**, 493 (1954).
- [3] L.W. Alvarez et al., *Catalysis of Nuclear Reactions by μ -meson*, Phys. Rev. **105**, 1127 (1957); L.W. Alvarez, *Discovery of Muon-Induced Nuclear Fusion*, *Adventures in Experimental Physics* **4a**, 72 (1972).
- [4] F.C. Frank, *Hypothetical Alternative Energy Sources for the "Second Meson" Events*, Nature **160**, 525 (1947).
- [5] Я.Б. Зельдович, А.Д. Сахаров, *О реакциях, вызываемых μ -мезонами в водороде*, ЖЭТФ **32**, 947 (1957).
- [6] Я.Б. Зельдович, С.С. Герштейн, *Ядерные реакции в холодном водороде*, УФН **71**, 5817 (1960).
S.S. Gerstein and L.I. Ponomarev, *Mesomolecular Processes Induced by μ^- and π^- Mesons*, in: *Muon Physics 3*, Chemistry and Solids, eds. V. Hughes and C.S. Wu, N.Y., Academic Press, 1975, p. 141.
- [7] J.D. Jackson, *Catalysis of Nuclear Reactions Between Hydrogen isotopes by μ -meson*, Phys. Rev. **106**, 330 (1957).
- [8] J.D. Jackson, *Muon Catalysis of Fusion, a Commentary*, Preprint LBL – 18266, Berkeley, 1984.
- [9] C.M.G. Lattes, G.P.S. Occhialini, and C.F. Powell, *Observation on the Tracks of Slow Mesons in Photographic Emulsion*, Nature **160**, 543 (1947).
- [10] Я.Б. Зельдович, С.С. Герштейн, *Образование мезомолекул водорода*, ЖЭТФ **35**, 649 (1958).
S. Cohen, D.L. Judd, and R.J. Riddell, *μ -mesonic Molecular Ions and Nuclear Catalysis*, Phys. Rev. **110**, 1471 (1958); bf 119, 384 (1960).
- [11] Я.Б. Зельдович, *О возможной эффективности мезонного катализа ядерных реакций*, ЖЭТФ **33**, 310 (1957).
- [12] В.П. Дзелепов и др., *Катализ отрицательными мюонами ядерных реакций $d + d \rightarrow t + p$ и образование мезомолекул $pd\mu$ и $dd\mu$ в газообразном водороде*, ЖЭТФ **50**, 1235 (1966).
- [13] С.С. Герштейн, *Ядерные реакции в водороде, связанные с μ -мезонами*, кандидатская дисс., ИФП, Москва, 1958.
- [14] Э.А. Весман, *Об одном возможном механизме образования мезомолекулярного поля $(dd\mu)^+$* , Письма ЖЭТФ **5**, 113 (1967).
- [15] С.И. Виноцкий, Л.И. Пономарев, *Адиабатическое представление в задаче трех тел с кулоновским взаимодействием*, ЭЧАЯ **13**, 1336 (1982).

¹⁵ Например, изящная методика с использованием ионизационной камеры, позволившая группе А.А. Воробьева на ускорителе ЛИЯФ с рекордной точностью измерить коэффициенты прилипания мюона в реакциях $dd\mu \rightarrow \mu \text{He}^3 + n$ и $dt\mu \rightarrow \mu \text{He}^4 + n$ и поляризационный сдвиг в $dd\mu$ -молекуле.

- [16] С.И. Веницкий и др., *Резонансное образование μ -мезомолекул водорода*, ЖЭТФ **74**, 849 (1978).
- [17] S.S. Gerstein and L.I. Ponomarev, *μ -meson Catalysis of Nuclear Fusion in a Mixture of Deuterium and Tritium*, Phys. Lett. B **72**, 80 (1977).
- [18] Yu.V. Petrov, *Muon Catalysis for Energy Production by Nuclear Fusion*, Nature **285**, 466 (1980).
- [19] В.М. Быстрицкий и др., *Экспериментальное обнаружение и исследование мюонного катализа реакций синтеза ядер дейтерия и трития*, Письма ЖЭТФ **31**, 249 (1979); ЖЭТФ **80**, 1700 (1981).
- [20] S.E. Jones et al., *Experimental Investigation of Muon-catalysed $d - t$ fusion*, Phys. Rev. Lett. **51**, 1757 (1983).
C. Petitjean et al., *New Experimental Results on Muon-catalysed DT Fusion*, Muon Catalysed Fusion **2**, 37 (1988).
- [21] С.С. Герштейн, Ю.В. Петров, Л.И. Пономарев, *Мюонный катализ и ядерный бридинг*, УФН **160**, 1 (1990);
L.I. Ponomarev, *Muon Catalyzed Fusion*, Contemporary Physics **31**, 219 (1990).

IV

ФИЗИКА ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ ВЕЩЕСТВА

6. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УСТОЙЧИВОСТИ УДАРНЫХ ВОЛН И МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ВЕЩЕСТВА ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ И ТЕМПЕРАТУРАХ*

Совместно с Р.М. Зайделем, В.Н. Минеевым, А.Г. Олейником

Вопрос об устойчивости плоской ударной волны неоднократно рассматривался теоретически [1–3]. Показано, что для идеальной жидкости с адиабатой обычного типа фронт является устойчивым, и получены выражения, описывающие ход изменения возмущений во времени. Однако в литературе до настоящего времени отсутствуют работы, посвященные экспериментальной проверке результатов теории. В то же время этот вопрос заслуживает внимания – в частности, интересно сопоставить экспериментальные данные по устойчивости ударной волны в веществе в конденсированном состоянии с результатами расчета для идеальной жидкости. Можно рассчитывать, что при этом будет получена информация о механических свойствах вещества в условиях высоких давлений и температур за ударным фронтом.

Ниже изложены основные результаты работы, посвященной исследованию устойчивости ударных волн в конденсированных средах и сравнению экспериментальных данных с расчетом. Опыты ставились таким образом, чтобы по возможности удовлетворить краевым и начальным условиям, фигурирующим в специально проделанном расчете: при $t = t_0$ поверхность фронта имеет синусоидальный профиль, а течение за фронтом и перед фронтом постоянно. Расчет выполнен в линейном приближении ($ka \ll 1$), где a – амплитуда возмущения, $k = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны.

Схема постановки опытов изображена на рис. 1. При прохождении плоской ударной волны, возникшей от взрыва заряда в.в. через синусоидальные выточки из диска 2 в клин 3 на ней появляются возмущения с той же длиной волны, что и у выточек (клин и диск изготавливаются из исследуемого материала). При

* ДАН СССР 159, 1019–1022 (1964). Результаты работы были доложены на конференции по высоким давлениям в Институте химической физики АН СССР в мае 1963 года.

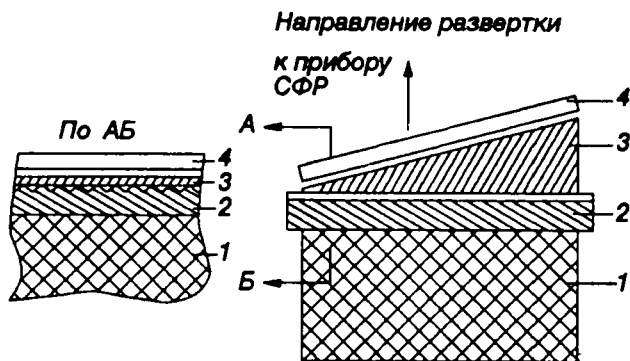


Рис. 1. Схема постановки опытов.

- 1 - заряд в.в.;
- 2 - диск с выточками;
- 3 - клин;
- 4 - пластина из оргстекла

дальнейшем распространении по клину волна, несущая возмущения, выходит в зазор между скошенной поверхностью клина и пластиной из оргстекла, где возмущения фиксируются с помощью возникшего свечения прибором СФР-2М. Используя систему щелей, перпендикулярных направлению скоса клина, можно в одном опыте зарегистрировать возмущение в нескольких последовательных моментах времени.

Выбирая достаточно большие значения длины и диаметра заряда в.в., диаметра профильного диска и т.д., можно приблизительно обеспечить постоянство течения за фронтом, необходимое для соответствия расчета и эксперимента.

Способ задания возмущений нарушает постоянство течения за фронтом на расстояниях порядка a_0 . Как показывает расчет, это приводит к поправкам второго порядка малости по ka_0 . В каждом конкретном случае влияние отклонений постановки опытов от условий расчета изучалось экспериментально, а результаты опытов подвергались коррекции.

Наиболее полно развитие возмущений изучено на ударных волнах в алюминиевом сплаве марки АЛ-9 ($Al \sim 90\%$). Давление на фронте волны в этом случае было $P = 310$ тыс. атм, температура $T = 630$ К, плотность $\rho = 3,4$ г/см³. Эти параметры получены расчетом с помощью уравнения состояния, взятого из [4].

Экспериментальные кривые развития возмущений были получены для различных длин волн ($\lambda = 1; 2; 3,3$ см) и начальных амплитуд возмущения ($ka_0 = 0,29-1,74$). В опытах с различными длинами волн все линейные параметры опытных сборок менялись пропорционально длине волн, чтобы исключить влияние краевых условий на искомую зависимость от λ .

Качественно экспериментальные кривые имеют тот же характер, что и в расчете: возмущения, колеблясь, затухают во времени. Типичная фотохронограмма опыта приведена на рис. 2, где отчетливо видно, как возмущения на фронте меняют фазу. В то же время количественно ход кривых в координатах $y \equiv a(t)/a_0$ и $x \equiv S/\lambda$ (S - путь, пройденный ударной волной) оказывается разным для различных a_0 и λ и отличным от хода расчетной кривой даже после коррекции, учитывающей влияние краевых условий (конечность длины и диаметра заря-

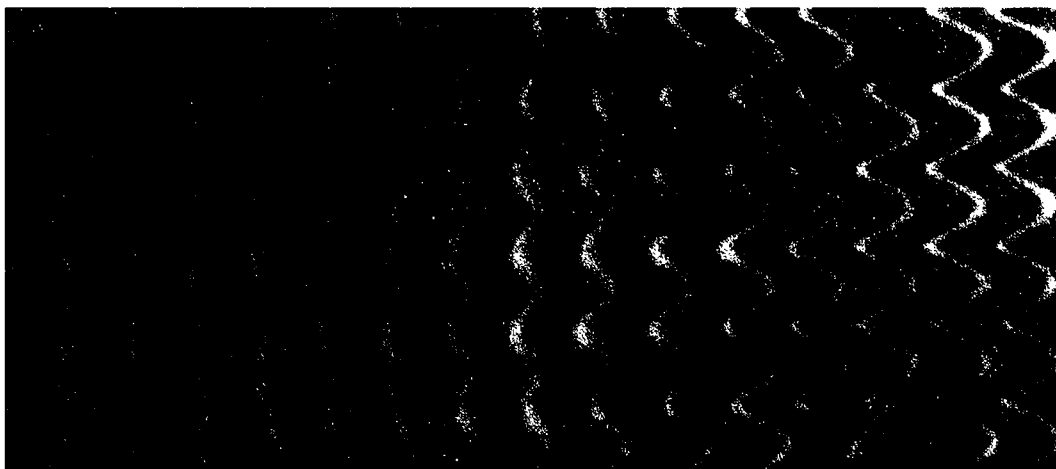


Рис. 2. Фотохронограмма опыта. Направление развертки показано стрелкой. 1 мм = 0,33 мс

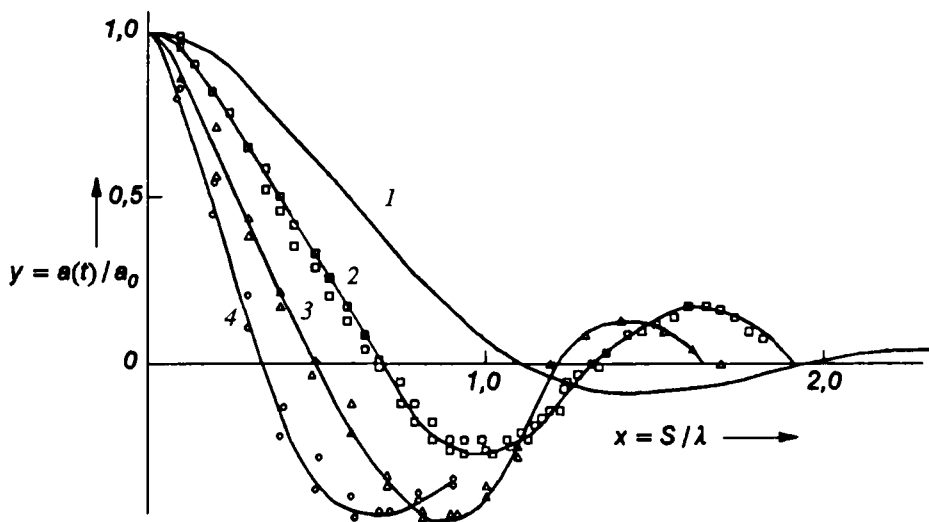


Рис. 3. Некоторые экспериментальные кривые развития возмущений на фронте ударной волны. 1 - расчетная кривая; 2 - $\lambda = 2$ см, $ka_0 = 0,872$; 3 - $\lambda = 1$ см, $ka_0 = 0,872$; 4 - $\lambda = 1$ см, $ka_0 = 1,74$

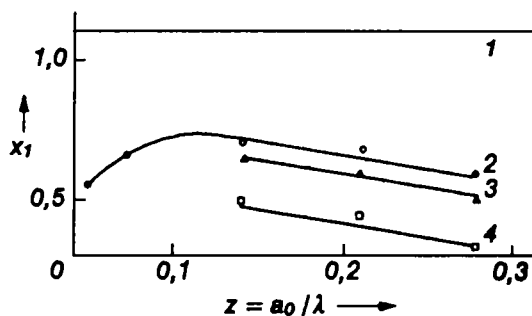


Рис. 4. Зависимость положения первого нуля экспериментальных кривых от длины волны и амплитуды возмущения. Данные приведены без поправок на отклонение условий опыта от расчета. 1 — расчет, 2 — $\lambda = 3,3$ см; 3 — $\lambda = 2$ см; 4 — $\lambda = 1$ см

да и т.п.). На рис. 3 изображены некоторые из полученных экспериментальных кривых и приведена расчетная кривая для указанных выше параметров волны.

В качестве параметров сравнения, характеризующих отличие кривых, выберем положение первого нуля x_1 , а также положение x_2 и величину y_2 первого минимума кривых. Мы можем ограничиться рассмотрением этих величин, так как их фиксация определяет положение экспериментальных кривых в пределах точности измерений.

Исследовалась зависимость указанных величин от длины волны и начальной амплитуды возмущения. На рис. 4 приведена зависимость величины x_1 от $a_0/\lambda \equiv z$ для различных длин волн. Как видно, имеется отчетливо выраженная зависимость как от λ , так и от z . Указанная зависимость обнаруживает три характерные особенности. Во-первых, экспериментальные точки, соответствующие различным λ при фиксированном z , тем сильнее удаляются от расчетного значения, чем меньше λ . Далее, при больших z ($z > 0,14$) зависимость $y = f(z)$ приближается к линейной, причем наклон прямых одинаков для всех исследованных λ , а отклонение от расчета увеличивается при увеличении z . Наконец, для $\lambda = 3,3$ см при малых z четко выражен изгиб кривой, так что отклонение от расчета увеличивается при уменьшении z .

Экспериментальные точки неплохо описываются выражением, отдельные члены которого отвечают указанным особенностям:

$$x_1 = 1,07 - \frac{0,354}{\lambda} - 1,42 \frac{a_0}{\lambda} - 0,0202 \left(\frac{a_0}{\lambda} \right)^{-1}. \quad (1)$$

В этом выражении учтены также поправки, связанные с отклонением условий опыта от расчета. Аналогично экспериментальные значения x_2 и y_1 описываются выражениями

$$x_2 = 1,26 - \frac{0,292}{\lambda} - 1,19 \frac{a_0}{\lambda} - 0,0153 \left(\frac{a_0}{\lambda} \right)^{-1}; \quad (2)$$

$$y_1 = 0,17 + \frac{0,255}{\lambda} + 0,450 \frac{a_0}{\lambda} + 0,0156 \left(\frac{a_0}{\lambda} \right)^{-1}. \quad (3)$$

Все члены в выражениях (1)–(3) могут быть легко физически истолкованы. В данном случае мы можем отнести найденную зависимость только за счет следующих факторов: нелинейности, так как в большинстве опытов не выполнено условие $ka_0 \ll 1$, и влияния механических свойств вещества. Зависимость, даваемая вторым членом каждой формулы, характерна для влияния вязкости, которое описывается числом Рейнольдса ($П_1 = \rho v \lambda / \eta$; здесь η – коэффициент вязкости; ρ, v – плотность и скорость вещества за фронтом). Как показывает анализ уравнений Эйлера, зависимость типа третьего члена должна описывать влияние нелинейности, которая характеризуется параметром $П_2 = a_0 / \lambda$. Зависимость, даваемая четвертым членом, характерна для идеально пластического течения, которое, как видно из уравнения Эйлера, описывается параметром $П_3 = \frac{\sigma_0 \lambda}{\rho v^2 a_0}$, где σ_0 – предел текучести. Характерно присутствие в данном случае a_0 в знаменателе. Физически это объясняется тем, что член, описывающий механическое напряжение в уравнении Эйлера, является постоянным и его роль увеличивается при уменьшении амплитуды. Что касается первого члена, то он должен соответствовать значениям параметров сравнения x_1, x_2 и y_1 в условиях расчета для идеальной жидкости в рамках линейного приближения, когда должна отсутствовать зависимость от λ и a_0 . Сравнение экспериментальных значений этих величин с расчетными обнаруживает их довольно близкое совпадение:

Экспериментальные значения	Расчетные значения
$x_1 = 1,07$	$x_1 = 1,10$
$x_2 = 1,26$	$x_2 = 1,41$
$y_1 = 0,17$	$y_1 = 0,09$

Зависимости (1)–(3) могут быть использованы для определения значений коэффициента вязкости и предела текучести в условиях давлений и температур за фронтом ударной волны при условии проведения расчетов по влиянию указанных факторов на развитие возмущений. Для вязкости такой расчет был проделан и дал значение коэффициента вязкости $\eta = 2 \cdot 10^4$ пуаз. Для пластического течения расчет не проделан.

Экспериментальное изучение развития возмущений на ударных волнах может быть использовано как метод для изучения вязкости и предела текучести вещества при высоких давлениях и температурах. Этим методом была измерена вязкость ряда различных веществ при разных давлениях и температурах.

Для различных исследованных материалов (свинец, медь, алюминий, оргстекло, сталь, вода) с использованием одинакового заряда сдвиг фаз между кривыми для разных длин волн и вязкость являются приблизительно одинаковыми.

При повышении давления на ударной волне в алюминии до 1 млн. атм коэффициент вязкости меняется слабо, не превышая значения 10^5 пуаз.

Интересно отметить, что кривые развития возмущений для разных λ совпали в случае пористого алюминия с начальной плотностью $0,68 \text{ г/см}^3$. Возможно,

что это указывает на плавление алюминия за фронтом ударной волны, так как применение пористого вещества приводит к значительному разогреву последнего за фронтом [5].

Указанные результаты будут более подробно изложены в последующих сообщениях.

*Поступила в редакцию
22 сентября 1964*

Литература

- [1] N.C. Freeman, Proc. Roy. Soc. **228**, 341 (1955).
- [2] С.П. Дьяков, ЖЭТФ **27**, 288 (1954).
- [3] С.В. Иорданский, Прикл. матем. и мех. **21**, №4 (1957).
- [4] Л.В. Альтшулер, С.Б. Кормер и др., ЖЭТФ **38**, 1061 (1960).
- [5] В.Д. Урлин, А.А. Иванов, ДАН **149**, 1303 (1963).

КОММЕНТАРИИ К СТАТЬЕ 6

1. Л.В. Альтшулер

В статье изложены результаты реализации идеи А.Д. Сахарова, о которой он рассказал в 1963 г. на Конференции по физике высоких давлений в Институте химической физики АН СССР. Авторы статьи впервые и на экспериментально безукоризненном уровне зарегистрировали эволюцию и затухание возмущений на фронте ударных волн в конденсированных средах. Они полагали, что описанным в статье методом «гофрированного фронта» «... будет получена информация о механических свойствах вещества в условиях высоких давлений и температур за фронтом ударных волн». В частности, значение вязкости оценивалось по нарушению подобия в затухании возмущений разной длины волны. В статье показано, что «... Для различных исследованных материалов (свинец, медь, алюминий, оргстекло, сталь, вода) с использованием одинакового заряда сдвиг фаз между кривыми для разных длин волн и вязкость являются приблизительно одинаковыми»; при этом вязкость равна примерно $2 \cdot 10^4$ пуаз.

Определенные сомнения в справедливости этих выводов породило уже совпадение значений вязкости для столь различных материалов, как металлы и вода. И сама величина вязкости оказалась в конфликте с данными, полученными в дальнейших экспериментах. Так, для воды эта величина на шесть порядков превышает значение, найденное по примесной проводимости ударно сжатых водных растворов, оказавшейся практически не зависящей от давления [1]. Согласно закону Вальдена такое же постоянство должно быть свойственно и вязкости воды, равной при атмосферном давлении величине порядка сотых долей пуаза. Впрочем, применимость самого этого закона ограничена разными механизмами миграции примесных ионов по вакансиям и перемещениями в процессе течения структурно связанных молекул воды.

Прямое определение вязкости ряда жидкостей проводилось по измерениям режимов увлечения тонких металлических цилиндров за фронтом ударных волн [2-4]. Полученная таким способом величина вязкости воды оказалась на три порядка меньше значения, приведенного в комментируемой статье. Это ставит под сомнение и оценки, найденные по методу «гофрированного фронта» для твердых тел.

По-видимому, эволюция и затухание возмущений фронта определяются более сложным механизмом диссипации, чем использованная в статье модель простой ньютоновской вязкости. Раскрытие этого механизма в полной мере сохраняет свою актуальность и сегодня. Адекватная интерпретация «сахаровских экспериментов» необходима для понимания сложных структурных взаимодействий за фронтом ударных волн в плане изучения их устойчивости. В качестве первого шага в решении этих сложных проблем следовало бы провести и интерпретировать опыты на простых квазиидеальных жидкостях.

Литература

- [1] S.D. Hamman and M. Linton, J. Appl. Phys. **40**, 913 (1969).
- [2] Л.В. Альтшулер, Г.И. Канель, Б.С. Чекин, ЖЭТФ **72**, 663 (1977).
- [3] Г.Х. Ким, ПМТФ 1984, №5, с. 44.
- [4] Л.В. Альтшулер, Г.С. Доронин, Г.Х. Ким, ПМТФ 1986, №6, с. 110.

7. МАГНИТНАЯ КУМУЛЯЦИЯ *

*Совместно с Р.З. Людаевым, Е.Н. Смирновым,
Ю.И. Плющевым, А.И. Павловским, В.К. Чернышевым,
Е.А. Феоктистовой, Е.И. Жариновым, Ю.А. Зысиным*

Известно, что взрыв является мощным источником механической и тепловой энергии. В 1951 г. одним из авторов (А.Д. Сахаровым) была высказана идея о возможности превращения этой энергии в энергию магнитного поля и им же были предложены принципиальные конструкции источников сверхсильных магнитных полей и токов, основанные на быстрой деформации взрывом токонесущих контуров. Взрывомагнитные источники такого типа получили название генераторов МК (магнитная кумуляция). В настоящей статье дается краткое описание двух наиболее характерных взрывных генераторов: МК-1 (сжатие аксиального магнитного поля) и МК-2 (вытеснение магнитного поля из соленоида и последующее его сжатие стенками коаксиала).

Возможности взрывного сжатия аксиального магнитного поля посвящена краткая заметка Я.П. Терлецкого [2]. Как стало известно позже из обстоятельной статьи Фаулера, Гарна и Кайрда [1], приблизительно в это же время производились аналогичные эксперименты в Лос-Аламосской лаборатории (США). Публикации по описанию устройств, аналогичных генератору МК-2, отсутствуют.

I. Генератор МК-1 представляет собою металлическую трубу, окруженную зарядом взрывчатого вещества. Внутри трубы создается аксиальное магнитное поле. С помощью заряда в.в. труба подвергается быстрому симметричному сжатию. При этом ее поперечное сечение уменьшается, и в стенках трубы

* ДАН СССР 165, №1, 65-68 (1965).

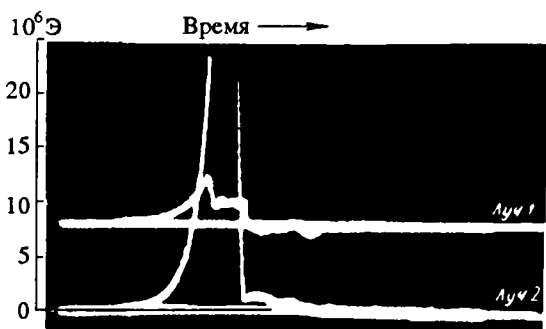


Рис. 1. Осциллограмма напряженности магнитного поля. Луч 1 — фон (сигнал с закороченных проводов); луч 2 — сигнал с измерительного витка диаметром 1,5 мм (интегрирование на RC -цепочке).

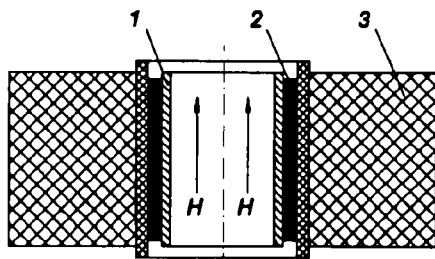


Рис. 2. Генератор МК-1. 1 — труба из нержавеющей стали; 2 — обмотка из алюминиевой фольги; 3 — заряд в.в.

индуцируются токи, стремящиеся сохранить магнитный поток постоянным. Для идеально проводящих стенок трубы магнитный поток

$$\Phi = \pi R^2 H = \pi R_0^2 H_0 = \text{const} ,$$

а напряженность и энергия магнитного поля увеличиваются обратно пропорционально квадрату внутреннего радиуса трубы, т.е.

$$H = H_0 R_0^2 / R^2 , \quad W = W_0 R_0^2 / R^2 .$$

Здесь R_0 , W_0 , H_0 — соответственно начальные значения внутреннего радиуса трубы, энергии и напряженности магнитного поля.

При обжатии трубы с конечной проводимостью величина магнитного потока уменьшается со временем. Изменение магнитного потока определяется безразмерным параметром $\eta = \sqrt{4\pi\sigma Rv/c^2}$, где σ — проводимость, $v = -dR/dt$. При $\eta \gg 1$ поток сохраняется. Заметим, что при движении стенок трубы по специальному закону $v \sim 1/R$, $\eta = \text{const}$, и задача имеет точное автомодельное решение. Поток изменяется по степенному закону $\Phi \sim R^\alpha$, где α при больших η определяется формулой $\alpha = 2,26/\eta$.

Уже в первых опытах с алюминиевыми трубами небольшого диаметра (~ 100 мм) были получены магнитные поля напряженностью в $1 \cdot 10^6$ Э. В дальнейшем в одном из опытов с трубой из нержавеющей стали при конечном диаметре цилиндрической полости ~ 4 мм зарегистрировано значение H , равное $25 \cdot 10^6$ Э. (Давление магнитного поля $25 \cdot 10^6$ атм.) Осциллограмма напряженности магнитного поля, полученная в этом опыте, приведена на рис. 1. Участок осциллограммы поля с $H > 25 \cdot 10^6$ Э вышел за пределы кадра.

Конструкция генератора МК-1 показана на рис. 2. В этом опыте использовался заряд в.в., который обеспечивал весьма быстрое и достаточно симметричное

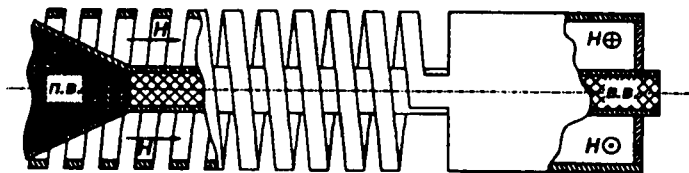


Рис. 3. Генератор МК-2

обжатие трубы. Начальное магнитное поле создавалось с помощью катушки, намотанной алюминиевой фольгой на трубу из нержавеющей стали. Для возбуждения тока в катушке использовалась батарея конденсаторов. Начальное магнитное поле проникало внутрь трубы (хотя она и не была разрезана вдоль образующей) благодаря достаточно низкой проводимости нержавеющей стали. Внутренняя поверхность трубы была покрыта тонким (20 мкм) слоем меди (для более полного захвата магнитного потока стенками трубы при их сжатии).

В случае использования в качестве источника начального магнитного поля генераторов МК-2, которые будут описаны ниже, получены сильные магнитные поля в весьма больших объемах (в опыте с медной трубой диаметром 300 мм зарегистрировано магнитное поле $5 \cdot 10^6$ Э в объеме 100 см^3).

Достигнутые значения напряженности магнитного поля, по-видимому, нельзя считать предельными. Обеспечивая хорошую симметрию схождения стенок трубы к центру и увеличивая их скорость, можно в принципе получить сколь угодно большие значения H при условии, конечно, что не произойдет потери проводимости стенок трубы при нагревании их чрезвычайно сильными индукционными токами.

II. Генератор МК-2 состоит из центральной проводящей трубы и коаксиально расположенной внешней цилиндрической спирали (соленоида), переходящей в сплошной цилиндр (стакан), основание которого соединено с трубой (см. рис. 3). Во внутреннюю трубу помещается длинный цилиндрический заряд в.в., инициируемый в одной точке с торца со стороны спирали. (Заряд в.в. может быть расположен снаружи спирали и стакана.) На электрический контур генератора МК-2, образованный трубой, стаканом и спиралью, разряжается батарея конденсаторов. Под действием продуктов взрыва центральная труба растягивается в виде конуса, и в момент времени, когда величина разрядного тока переходит через максимум, ее стенки подлетают к началу спирали. При дальнейшем распространении детонации вдоль трубы наблюдается картина, аналогичная вдвижению металлического конуса со скоростью детонации внутрь спирали: точка соприкосновения конуса со спиралью движется по винтовой линии, число витков спирали, оставшихся незамкнутыми, уменьшается и соответственно уменьшается индуктивность генератора. После полета стенок трубы к началу стакана генератор превращает-

ся в коаксиал, длина которого, а следовательно, и индуктивность уменьшаются по мере распространения детонации вдоль трубы. Уменьшение индуктивности сопровождается увеличением тока I и магнитной энергии W . При достаточно быстрой непрерывной деформации контура магнитный поток сохраняется, т.е. $\Phi = LI \approx L_0 I_0$ и

$$I = \frac{\Phi}{L} \approx \frac{L_0}{L} I_0, \quad W = \frac{\Phi^2}{2L} \approx \frac{L_0}{L} W_0,$$

где L_0 , I_0 , W_0 – начальные значения индуктивности, тока и магнитной энергии. Увеличение магнитной энергии происходит за счет работы, совершаемой против пондеромоторных сил магнитного поля стенками центральной трубы.

С помощью генератора МК-2 получены токи в $5 \cdot 10^7$ А при конечной индуктивности 0,01 мкГн. В некоторых опытах ток усиливался в тысячи раз и достигал $1 \cdot 10^8$ А и более. С помощью генераторов МК-2 получены магнитные поля в $1-1,5 \cdot 10^6$ Э в весьма большом объеме, равном нескольким литрам. В магнитном поле удавалось запастись энергией в $1-2 \cdot 10^7$ Дж. Эта энергия составляла 10–20% от энергии, освобождаемой при взрыве в.в., расположенного в трубе внутри стакана (при деформации стакана (коаксиала) магнитный поток сохраняется).

III. Потребитель электромагнитной энергии может быть подключен к генератору МК-2 как непосредственно (в этом случае индуктивность потребителя является конечной индуктивностью генератора МК-2 и должна быть малой), так и с помощью трансформатора (потребитель связан с контуром генератора МК индукционным взаимодействием).

Эксперименты показали, что с помощью трансформатора к потребителю может быть отведена значительная часть магнитной энергии, полученной при взрывной деформации контура. (Например, от генератора МК небольшого диаметра удавалось отвести 50% магнитной энергии.) Это позволяет сосредоточивать с помощью взрыва значительную энергию в потребителе со сравнительно большой индуктивностью, удалять сам потребитель (и тем самым защищать его от воздействия взрыва) на некоторое расстояние от генератора МК, а также открывает возможность создания многоступенчатой системы МК. В такой системе магнитная энергия, полученная в первом генераторе, источником начальной энергии для которого служит постоянный магнит, с помощью трансформатора передается во второй, в процессе работы которого эта энергия усиливается и передается в третий, и т.д.

Осуществлен и иной способ передачи электромагнитной энергии из генератора во внешнюю нагрузку – путем разрыва электрического контура с током действием дополнительного заряда в.в. и переброски магнитного потока из конечной части МК-2 в нагрузку (использование экстра-токов размыкания). Таким способом оказалось возможным передавать во внешнюю нагрузку (индуктивную и активную) более 50% энергии, генерируемой системой МК-2. В ряде опытов время передачи энергии в нагрузку составляло $0,5 \cdot 10^{-6}$ с.

IV. Областью применения генераторов МК является решение таких проблем физики и техники, как, например, создание сравнительно малогабаритных уско-

рителей заряженных частиц однократного действия на высокие энергии (100–1000 БэВ), получение и изучение плотной высокотемпературной плазмы, ускорение плотных образований до скоростей в сотни и тысячи километров в секунду, что необходимо для решения некоторых задач астрофизики (достижения в лабораторных условиях звездных температур и давлений), физики ударных волн, исследования уравнений состояний и свойств веществ при сверхвысоких температурах и давлениях, изучения действия на обшивку космических кораблей метеоритов и т.д.

В настоящее время разработан генератор МК для безжелезных бетатронов типа [3] и проведены первые эксперименты по дистанционному питанию электромагнита таких ускорителей. Проведены также эксперименты с электродинамическими ускорителями коаксиального типа. Для алюминиевой фольги с начальной массой ~ 2 г зарегистрирована скорость (паров алюминия) в 100 км/с.

Весьма интересным представляется проведение некоторых физических исследований в сверхсильных магнитных полях, достигаемых с помощью генераторов МК, например изучение влияния сильных магнитных полей на электросопротивление металлов и полупроводников, магнитно-оптических эффектов и др.

*Поступила в редакцию
23 августа 1965*

Литература

- [1] С.М. Fowler, W.B. Garn, and R.S. Caird, J. Appl. Phys. **31**, 588 (1960).
- [2] Я.П. Терлецкий, ЖЭТФ **32**, 387 (1957).
- [3] А.И. Павловский, Г.Д. Кулешов, Г.В. Склизов, Ю.А. Зысин, А.И. Герасимов, ДАН **160**, 68 (1965).

8. ВЗРЫВОМАГНИТНЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ *

В последние годы опубликован ряд экспериментальных и теоретических работ, посвященных использованию взрывов для получения сверхсильных магнитных полей (работы [1]–[9]). Этой же теме была посвящена состоявшаяся недавно международная конференция (Рим, сентябрь 1965г.). В США и в СССР в отдельных опытах удалось получить поля в 15–25 млн. Гс. Несколько меньшие поля (2–5 млн. Гс) достигаются сравнительно просто. Открываются перспективы исследований электрических, оптических и упругих свойств различных веществ в таких магнитных полях, которые раньше были практически недостижимы. Кроме того, возможно использование взрывомагнитных генераторов для питания импульсных ускорителей заряженных частиц и для некоторых других целей (исследований по физике плазмы, метания тел и т.п.).

*УФН **88**, 725-734 (1966).

В этой статье мы опишем физические и конструктивные принципы взрыво-магнитных генераторов, их характеристики и коснемся вопросов их применения.

Мы используем термин «магнитно-кумулятивные генераторы» (или, сокращенно, МК-генераторы), принятый в отечественной практике и отражающий основное в рассматриваемых системах явление сжатия (кумуляции) магнитного потока.

§1. Принцип МК

Весной 1952 г. Р.З. Людаев, Е.А. Феоктистова, Г.А. Цырков, А.А. Чвилева осуществили первый в СССР взрывной опыт по получению сверхсильных магнитных полей. Схема опыта изображена на рис. 1 (генераторы этого типа получили название МК-1). Внутри полого металлического цилиндра 1 при разряде конденсаторной батареи С через соленоидальную обмотку 2 создается продольное магнитное поле (для обеспечения быстрого проникновения поля внутрь цилиндра в нем был сделан узкий косоугольный разрез Р, впоследствии захлопывающийся). Снаружи цилиндра помещен заряд ВВ. В этом заряде возбуждается сходящаяся цилиндрическая ударная волна (для ее возбуждения применяется либо электрическая система многоточечного инициирования, либо специальные детонационные «линзы»). Момент инициирования выбирается так, чтобы сжатие цилиндра началось в момент максимального тока в соленоидальной обмотке.

При движении цилиндра под действием детонационной волны со скоростью свыше 1 км/с весь процесс сжатия происходит настолько быстро, что можно в первом приближении пренебречь омическими потерями в цилиндре и считать его идеальным проводником (уточнения см. ниже). Электрическое поле в идеальном проводнике равно нулю, т.е. магнитный поток $\Phi = \pi R^2 H$, заключенный в сжимающейся цилиндрической полости, не меняется в процессе сжатия. Величина магнитного поля возрастает в этом идеальном случае пропорционально $1/R^2$, и в этой же пропорции возрастает энергия магнитного поля, равная $W = \frac{H^2}{8\pi} \pi R^2 l$, где l – длина цилиндра:

$$\left. \begin{aligned} \Phi &= \pi R^2 H = \text{const}, \\ H &= \frac{H_0 R_0^2}{R^2}, \quad W = \frac{W_0 R_0^2}{R^2}, \\ H &\rightarrow \infty \text{ и } W \rightarrow \infty \text{ при } R \rightarrow 0. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Конечно, в реальном случае имеет место уменьшение магнитного потока и бесконечные значения H и W не могут быть достигнуты. В опытах такого типа, как в 1952 г., обычно имеет место снижение потока в 2–3 раза. Кроме того, при некотором значении R происходит остановка движения цилиндра из-за сопротивления магнитного поля. Тем не менее уже в первых опытах было достигнуто поле в 1 млн. Гс (при начальном поле 30 кГс). Измерение полей проводилось индукционным датчиком. Более детальное обсуждение систем типа МК-1 мы проведем позднее, сейчас же рассмотрим работу магнитно-кумулятивных генераторов с электротехнической точки зрения.

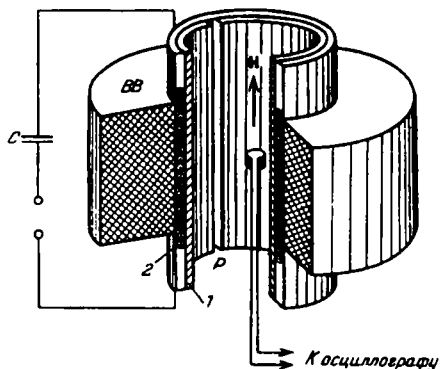


Рис. 1. Схема генератора МК-1

Мы можем сказать, что в основе генераторов МК лежит в сущности тот же принцип, что и в основе любых других устройств с превращением механической энергии в электрическую. Рассмотрим контур с индуктивностью L , которая может меняться при воздействии внешних сил. Для начала пренебрежем сопротивлением контура. Имеем (\sim знак пропорциональности)

$$\Phi = LI = \text{const}, \quad I \sim \frac{1}{L},$$

$$W = \frac{LI^2}{2} = \frac{\Phi^2}{2L} \approx \frac{L_0 W_0}{L}, \quad (2)$$

т.е. энергия магнитного поля W возрастает при уменьшении индуктивности. При наличии сопротивления деформируемого контура $R(t)$ вместо (2) получим

$$\Phi = \Phi_0 e^{-\int \frac{R}{L} dt}, \quad W = \frac{W_0 L_0}{L} e^{-2 \int \frac{R}{L} dt}. \quad (3)$$

В СССР и в других странах наряду с системами МК-1 был предложен ряд разнообразных систем, в которых происходит увеличение энергии и напряженности магнитного поля при сжатии контуров с током продуктами взрыва. Типичным вариантом является генератор МК-2, к описанию которого мы и переходим.

§2. МК-2

На рис. 2 и 3 приведены фотография и схема одного из типов МК-генераторов (МК-2), который представляет особый интерес для получения сильных токов – до 10^8 А, очень больших энергий магнитного поля (с превращением в энергию магнитного поля до 20% энергии ВВ при относительно высоких значениях напряженности поля до $2 \cdot 10^6$ Э). Принцип действия МК-2 сводится к следующему (рис. 4, а-в). При подрыве капсуля КД детонационная волна распространяется по взрывчатому веществу, расположенному внутри металлической трубы 1. Труба растягивается, образуя в каждый данный момент конус (рис. 4,а), замыкающий спираль 2, а затем сплошную оболочку 3 таким образом, что по мере распространения детонационной волны вправо индуктивность контура, образуемого



Рис. 2. Фотография генератора МК-2

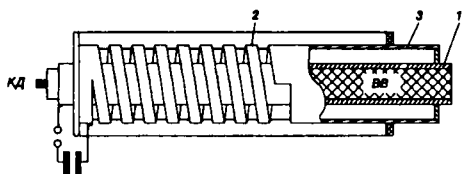


Рис. 3. Схема генератора МК-2

спиралью 2, трубой 1 и коаксиальным участком 3, непрерывно уменьшается; при этом расширяющаяся труба сжимает магнитное поле, увеличивая его энергию. На последней стадии работы МК-генератора (рис. 4, в) спираль вовсе выключается и сжатие магнитного поля, совпадающего в этом случае с полем прямого тока, осуществляется в уменьшающемся объеме между внешней и внутренней стенками коаксиала.

Практическое осуществление систем МК-2 с высокими характеристиками потребовало длительных исследований большого коллектива, которые в основном были закончены к 1956 г. (первая конструкция генератора МК-2 создана в 1952 г., в 1953 г. получены токи в 100 млн. А). В ходе этих исследований были решены следующие задачи:

- 1) Обеспечение отсутствия трещин в расширяющейся трубе и высокой симметрии ее разлета, выбор материала (в системах не самых больших размеров это медь), выбор размеров и допусков, обеспечение однородности ВВ и др. Контроль на этой стадии осуществлялся при помощи импульсной рентгено съемки и другими методами.
- 2) Обеспечение минимальных потерь магнитного потока в спиральном участке – применение спирали с переменным шагом и с плавным переходом к коаксиальному участку, применение скошенных под углом разлета трубы кромок витков спирали и т.д.
- 3) Расчет и экспериментальная отработка коаксиального участка (условное название «стакан»), в котором происходит основное нарастание энергии магнитного поля.
- 4) Разработка систем трансформаторного вывода электроэнергии из коаксиального участка (рис. 5). Это дает возможность применять генератор МК-2 на нагрузки с существенно большими индуктивностями.

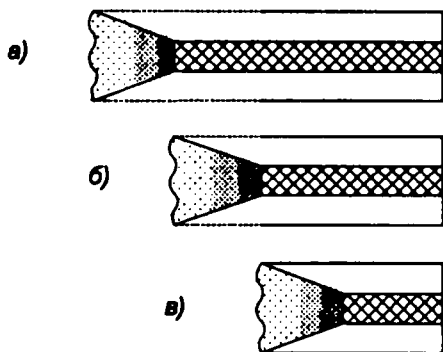


Рис. 4. Стадии работы генератора МК-2

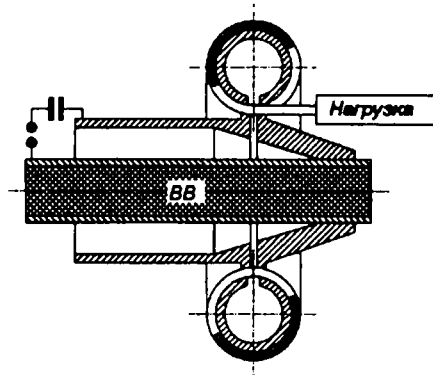


Рис. 5. Трансформаторная система МК

- 5) Разработка систем создания начального магнитного потока с помощью постоянных магнитов.
- 6) Разработка каскадных систем, соединенных при помощи трансформаторных выводов.

Разработанные в СССР генераторы МК-2 имеют самые разнообразные размеры и мощности. При весе генератора 150 кг (вес ВВ в «стакане» 15 кг) в энергию магнитного поля переходит более 10^7 Дж. Конденсаторная батарея с такой же энергией разряда представляет собой очень громоздкое и дорогостоящее сооружение.

§3. Теория МК-1 и получение сверхсильных полей

Наипростейшей с теоретической точки зрения является система МК-1. Вместе с тем именно в этой системе удалось достичь наивысших магнитных полей (до 25 млн. Э). Рассмотрим на примере МК-1 некоторые принципиальные особенности действия МК-генераторов, в первую очередь учтем конечную проводимость цилиндра, обжимающего магнитный поток. Фактически проводимость металла зависит от его плотности и температуры, которые меняются в процессе сжатия. Если эту зависимость, равно и как уравнение состояния материала цилиндра, считать известными, то совместное решение системы уравнений в частных производных, описывающих одномерное радиальное движение сжатия и протекание индукционных кольцевых токов в движущемся веществе, можно решить численными методами (численное решение уравнений в частных производных означает сведение их к разностным и практически может быть выполнено только на быстродействующих вычислительных машинах). Аналитическое решение в общем случае, конечно, не может быть найдено. Однако качественно роль конечной проводимости материала цилиндра может быть выяснена с помощью известного из электротехники приближенного метода скин-слоя. В этом методе точное распределение токов в цилиндре аппроксимируется «экспоненциальным профилем» (4).

Плотность тока

$$j(r) = j_0(t)e^{-\frac{r}{\delta(t)}}. \quad (4)$$

Здесь $\delta(t)$ – глубина скин-слоя, $x = r - R(t)$, где $R(t)$ – радиус цилиндрической полости, эту функцию при решении электродинамической задачи считаем известной. Зависимость (4) имеет место точно, если H на границе нарастает по экспоненциальному закону: $H \sim e^{\lambda t}$, $\lambda = \text{const}$. В этом случае δ постоянно и равно

$$\delta = \sqrt{\frac{1}{4\pi \cdot 10^{-9} \sigma \lambda}}; \quad (5)$$

σ – проводимость в $\text{Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$, δ – в см, λ – в с^{-1} . В методе скин-слоя формулы (4)–(5) используются при произвольном законе нарастания $H(t)$, причем величина λ в (5) принимается равной $\frac{1}{H} \frac{dH}{dt}$. Считая изменение потока поправкой, имеем $\lambda = -2 \frac{1}{R} \frac{dR}{dt}$. Кроме того, очевидно, $H = 0,4\pi j_0 \delta$, а электрическое поле E в системе, движущейся с металлом, равно $E = \frac{10^{-8}}{2\pi R} \frac{d\Phi}{dt} = \frac{j_0}{\sigma}$. Собирая все эти формулы вместе, находим

$$\frac{1}{\Phi} \frac{d\Phi}{dt} = \frac{\alpha}{R} \frac{dR}{dt}, \quad (6)$$

где «коэффициент потерь» α равен (с обозначением $v = |dR/dt|$)

$$\alpha = \frac{10^4}{(0,2\pi)^{1/2} \sigma^{1/2} R^{1/2} v^{1/2}}. \quad (7)$$

Оценка для меди ($\sigma = 6 \cdot 10^5 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$) при $v = 10^5 \text{ см/с}$, $R = 1 \text{ см}$ приводит к значению $\alpha = 0,05$, т.е. к хорошему сохранению потока. Эта простая оценка показывает законность сделанного нами выше предположения о приближенном сохранении магнитного потока в системах МК. Заметим, между прочим, что в частном случае $\sigma = \text{const}$ и $v \sim 1/R$ найдено аналитическое (автомодельное) решение уравнения в частных производных, соответствующее постоянному коэффициенту α , причем $\Phi \sim R^\alpha \sim t^{\alpha/2}$ (М.П. Шумаев и автор, 1952 г.).

В реальных условиях проводимость сильно падает из-за нагрева металла джоулевым теплом (все металлы имеют отрицательный температурный коэффициент проводимости). Особенно существенную роль играет «поверхностный взрыв» слоя металла, в котором выделилось тепло, превышающее энергию сублимации. В расширившемся металле исчезает металлическая проводимость. Если в результате этих процессов возникает зона пониженной проводимости, сравнимая по величине с радиусом полости и имеющая такую проводимость, что толщина скин-слоя в ней тоже сравнима с радиусом, то возникают существенные потери магнитного потока. Однако если давление магнитного поля $H^2/8\pi$ и сравнимая с ним величина плотности выделенного джоулева тепла меньше ρv^2 , где ρ – плотность оболочки, скорость теплового расширения испаренного слоя меньше $v = |dR/dt|$.

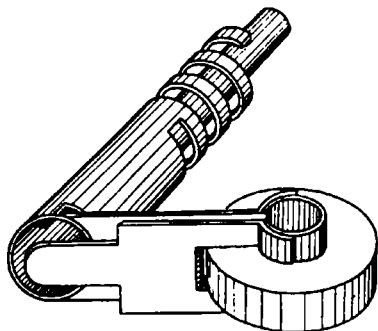


Рис. 6. Использование генератора МК-2 для питания катушки генератора МК-1

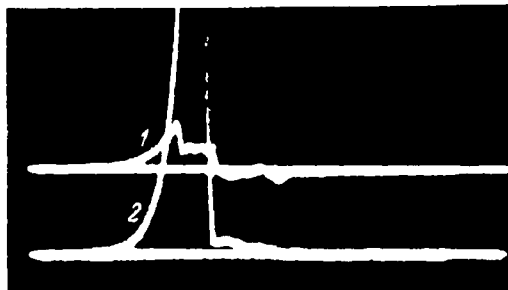


Рис. 7. Осциллограмма напряженности магнитного поля. Луч 1 – фон (сигнал с закороченных проводов); луч 2 – сигнал с измерительного витка (интегрирование на RC -цепочке)

При этом роль процессов поверхностного взрыва не будет катастрофической даже при неблагоприятной проводимости плазменного слоя. Критерий

$$\rho v^2 > \frac{H^2}{8\pi} \quad (8)$$

возникает также при рассмотрении вопросов остановки оболочки магнитным противодействием с учетом сжимаемости оболочки. При достаточно больших скоростях движения оболочек возможно достижение сколь угодно высоких значений магнитного поля. В опытах советских исследователей скорость цилиндрических оболочек составляла 10–20 км/с.

Практически важным вопросом является обеспечение очень хорошей цилиндрической симметрии обжатия металлического цилиндра, т.е. высокого качества цилиндрического заряда, детонационных линз и высокой одновременности инициирования электродетонаторов. Небольшие остаточные нарушения симметрии возрастают при сжатии из-за динамической неустойчивости фокусировки цилиндрических оболочек. Поэтому практически возможно иметь изменение радиуса не более чем в 10 раз. Достижение рекордных полей требует поэтому очень высоких начальных полей. В советских опытах для создания начальных полей использовалась система МК-2 (рис. 6). На рис. 7 воспроизведена осциллограмма, полученная от прокалиброванного индукционного датчика в опыте, при котором было зарегистрировано поле в 25 млн. Гс.

§4. Применения МК

Измерения свойств веществ в сверхсильных магнитных полях, полученных с помощью МК, затрудняются кратковременностью процесса, наличием в ряде случаев воздушной ударной волны и кумулятивных струй и частиц, механическими, тепловыми и электрическими помехами, вызванными самим переменным

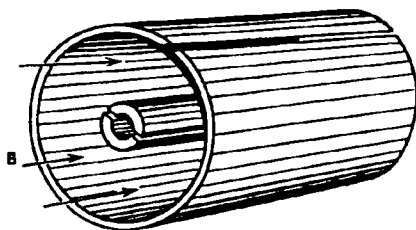


Рис. 8. Концентратор магнитного поля

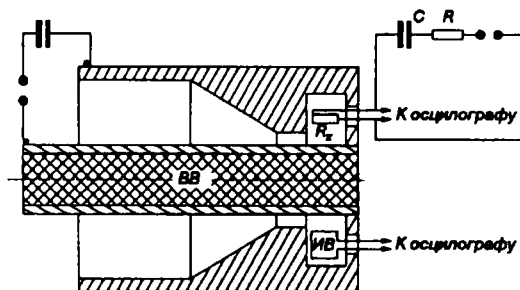


Рис. 9. Схема опыта по измерению сопротивления графита. R_x – образец, IB – виток для измерения H ; $RC \gg$ времени нарастания H

магнитным полем. Необходима специальная защита измерительных устройств, применение импульсной техники измерения. В ряде случаев целесообразно выводить сверхсильный ток из зоны помех (на рис. 8 воспроизведено из статьи [3] одно из устройств такого типа). Поэтому в настоящее время реально полученных результатов еще не так много. На рис. 9 приведена одна из схем опыта по измерению сопротивления графита в магнитных полях до $1,5 \cdot 10^6$ Э, получаемых в коаксиальной системе МК, а на рис. 10 – характерная осциллограмма напряжения на образце (возрастание напряжения обусловлено увеличением сопротивления образца с возрастанием напряженности магнитного поля). Выполнены опыты по наблюдению эффекта вращения плоскости поляризации света в магнитном поле (эффект Фарадея) [2,3]. Наблюдаемое в опытах многократное изменение интенсивности света свидетельствует о повороте плоскости поляризации на многие тысячи градусов. Американские и итальянские исследователи подтвердили линейный характер эффекта Фарадея в стекле в мегагауссных магнитных полях. Американскими исследователями получены фотографии спектров эффекта Зеемана в полях до 2 млн. Гс. Зарегистрировано явление смещения центра зеемановского мультиплета, представляющего собой следствие сжатия атомов давлением магнитного поля (внутри атома магнитное поле несколько меньше из-за атомного диамагнетизма).

Советские и американские исследователи уделяли много внимания использованию системы МК для метания металлических тел с космическими скоростями. Это представляет интерес как для моделирования микрометеоров, так и для опытов по физическим процессам при сверхвысоких давлениях, получающихся при ударах таких тел о преграду. На рис. 11 приведена схема установки для метания кольца из алюминия (вес ~ 2 г), которое ускоряется в кольцевом зазоре давлением магнитного поля до скоростей, превышающих 100 км/с (при этом, правда, кольцо превращалось в пар).

Наиболее фундаментальным научным применением МК-генераторов, по нашему мнению, может явиться питание сверхмощных ускорителей элементарных

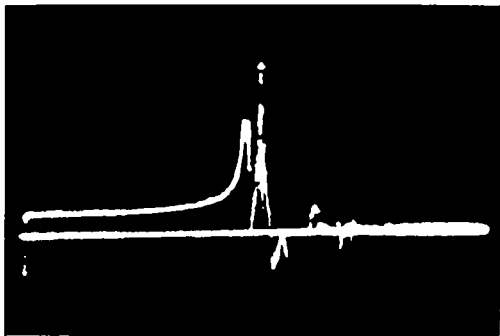


Рис. 10. Оциллограмма напряжения на графитовом образце

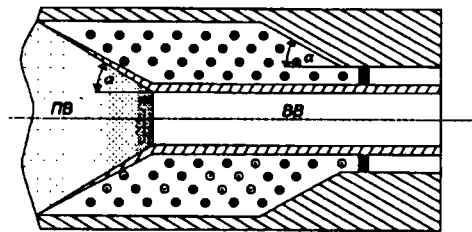


Рис. 11. Схема устройства для метания кольца

частиц и измерительно-регистрационной аппаратуры. Предположим, что ускоритель построен по принципу безжелезного циклического индукционного ускорителя (хотя это, быть может, и не оптимальный вариант). Импульс ускоренного протона $p \sim HR$. Энергия магнитного поля

$$W \sim R^3 H^2 \sim P^3 / H .$$

Коэффициент пропорциональности может быть определен на примере уже осуществленных безжелезных импульсных бетатронов (см., например: А.И. Павловский и др. [10]¹). Находим (энергия магнитного поля выражена в тоннах тротилового эквивалента, $1 \tau = 4 \cdot 10^9$ Дж)

$$W[\tau] = \left(\frac{10^7[\text{Гс}]}{H} \right) \left(\frac{P}{10^{10}[\text{эВ/с}]} \right)^3 . \quad (9)$$

Мы видим, что для достижения энергии $1000 \text{ ГэВ} = 10^{12} \text{ эВ}$, являющейся мечтой современной физики высоких энергий, и при $H = 10^7 \text{ Гс}$ в центре бетатрона, что наверно не является пределом, необходимая магнитная энергия составит около 1 млн.т тротилового эквивалента. Очевидно, полная энергия должна быть в несколько раз больше, т.е. речь идет о подземном взрыве термоядерного заряда «средней» мощности. Такой взрыв может быть произведен без выброса радиоактивных продуктов на глубине несколько более 1 км. Основным расходом явится создание на этой глубине камеры объемом более $10\,000 \text{ м}^3$ и монтаж в этой камере нескольких тысяч тонн металлоконструкций. Однако можно рассчитывать на получение 10^{18} протонов за время порядка 10^{-5} с (коэффициент использования энергии взрыва около $10^{-3}\%$). При таких интенсивностях возможно получение большой научной информации за 1 опыт. При этом повторение опыта 50–100 раз

¹При энергии $5 \cdot 10^5 \text{ Дж}$ и максимальном поле в $1,2 \cdot 10^5 \text{ Э}$ достигнута энергия электронов 100 МэВ.

будет сравнимо по стоимости с созданием постоянно действующего ускорителя на 1000 ГэВ (несколько миллиардов рублей). Конечно, потребуется разработка специальной регистрирующей аппаратуры, например, системы фотоумножителей, регистрирующих магнитотормозное излучение продуктов столкновений ускоренных протонов с мишенью, возникающее в специальных «измерительных» магнитных полях в большом объеме. Радиус отклонения в магнитном поле даст возможность определить при этом импульс вторичных частиц, а спектр и интенсивность магнитотормозного излучения позволят определить их массу.

Следует указать и на еще одну, почти фантастическую возможность. Использование больших импульсных магнитных линз (с энергией магнитного поля в сотни кт) дает возможность сфокусировать пучок с интенсивностью $10^{18}/10^{-5} = 10^{23}$ протонов/с на площади порядка 1 мм^2 . При этом возможна надежная регистрация процессов во встречных пучках от двух ускорителей с сечением порядка 10^{-30} см^2 . Проведение таких опытов потребует, конечно, автоматических (работающих на обратной связи) систем компенсации объемного заряда и корректировки магнитного поля. Вне зависимости от только что описанных сверхграндиозных проектов представляется, что генераторы МК могут оказаться полезными во многих областях научного исследования.

Литература

- [1] С.М.Фowler, W.B.Garn, and R.S.Caird, J.Appl. Phys. **31**, 588 (1960).
- [2] R.S.Caird, W.B.Garn, D.V.Thomson, and С.М.Фowler, J.Appl. Phys. **35**, 781 (1964).
- [3] F. Herlach and H. Knoepfel, Rev. Sci. Instrum. **36** (8), 1088 (1965).
- [4] А.Д.Сахаров, Р.З.Людаев, Е.Н.Смирнов, Ю.Н.Плющев, А.И.Павловский, В.К.Чернышев, Е.А.Феоктистова, Е.И.Жаринов, Ю.А.Зысин, ДАН СССР **165** (1), 65 (1965).
- [5] Я.П.Терлецкий, ЖЭТФ **32**, 387 (1957).
- [6] Е.И.Биченков, ПМТФ **6**, 3 (1964).
- [7] J.D.Lewin and P.F.Smith, Rev. Sci. Instrum. **35**, 541 (1964).
- [8] G.Lehner, J.G.Linhart, and J.P.Somon, Nucl. Fusion 1964, №4, p. 362.
- [9] Ф. Биттер, УФН **88**, 735 (1966).
- [10] А.И.Павловский, Г.Д.Кулешов, Г.В.Склизков, Ю.А.Зысин, А.И.Герасимов, ДАН СССР **160** (1), 68 (1965).

КОММЕНТАРИИ К СТАТЬЯМ 7, 8

1. А.Д. Сахаров (Coll, с. 4-5)

Магнитная кумуляция (МК)

а) 1951–52 гг. Предложен принцип получения сверхсильных магнитных полей с использованием энергии взрыва. Предложены конструкции МК-1 и МК-2, описанные в обзоре г).

б) Задача о магнитной кумуляции в цилиндрической геометрии имеет точное (автоматическое) решение при конечной проводимости оболочки, если схлопывание несжимаемой

оболочки происходит по закону $R \sim \sqrt{-t}$ (Шумаев М.П. и автор, 1952). Решение выражается в гипергеометрических функциях.

в) Задача о гидродинамической устойчивости при схлопывании полостей несжимаемой идеальной жидкости (точное решение). Для высоких гармоник – сохранение адиабатического инварианта E/ω (E – энергия, ω – частота). Последний результат применим и к сжимаемым идеальным жидкостям.

г) «Взрывомагнитные генераторы», Успехи Физических Наук, 1966. Обзор экспериментальных и теоретических работ по МК 1951–1966 годы.

2. А.Д. Сахаров (В-1, часть I, гл. 9, с. 200–206)

В 1951 – 1952 гг. я предложил две конструкции, получившие названия МК-1 и МК-2, предназначенные для получения сверхсильных импульсных магнитных полей и мощных импульсных токов с использованием энергии взрыва. «МК» – сокращение слов «Магнитная кумуляция». Впоследствии другие авторы предложили некоторые вариации этих конструкций. Все эти устройства основаны на том, что при быстрой деформации контура с током сохраняется полный магнитный поток. При этом энергия магнитного поля возрастает при уменьшении индуктивности; ясно, что это возможно, если контур деформируется внешними силами – в случае систем МК, давлением продуктов взрыва. Наиболее проста система МК-1, это полый металлический цилиндр, схлопываемый давлением продуктов взрыва. Заряд взрывчатого вещества располагается снаружи металлического цилиндра, первичное магнитное поле во внутренней полости направлено вдоль оси цилиндра. Действие системы наглядно можно представить себе как сжатие (собрание или «кумуляцию») пучка магнитных силовых линий движущимися металлическими стенками цилиндра. (Отсюда название – «магнитная кумуляция».)

В идеальном случае (при пренебрежении конечным электрическим сопротивлением цилиндра и потерями магнитного потока) магнитное поле и его энергия растут с уменьшением радиуса полости обратно пропорционально квадрату радиуса.

Для осуществления этих идей на объекте была создана экспериментальная группа. Первый опыт на МК-1 был осуществлен в мае 1952 года; более сложная система МК-2 впервые была опробована к концу года. Возглавляла экспериментальную группу Екатерина Алексеевна Феоктистова, опытный и изобретательный специалист в области газодинамики (так у нас называлась работа со взрывами). Меня она почему-то прозвала «марсианином». Мне это экзотическое прозвище скорее льстило (в 1983 г. после статьи в «Известиях» 4-х академиков Е.А. Феоктистова прислала мне ругательное письмо). Среди молодых сотрудников особенно тесные и дружеские отношения у меня установились с Робертом Захаровичем Людаевым и Юрием Николаевичем Плющевым (до этого Юра был сотрудником теоретдела). Другие участники первых экспериментов: Георгий Цирков, Александра Чвилева, Евгений Жаринов. Людаев и Плющев работали по МК вплоть до 1968 г., вероятно, работают и сейчас. Мне запомнился мой первый приезд на экспериментальную площадку в мае 1952 года. Взрывы производились на поляне, окруженной молодыми березками и осинками, только еще покрывшимися свежей нежной листвой. Кора многих деревьев была содрана осколками – вероятно, подобную картину можно было наблюдать в прифронтовых лесах. Я спустился в каземат, служивший для защиты от взрыва людей и регистрационной аппаратуры, и увидел Роберта Людаева, Юру Плющева и Женю Жаринова (возможно, в этот день был только один из двух последних, я не помню), сидевших на корточках около плитки, на которой грелся чайник. Но они не угостили меня чаем – в чайнике плавилась взрывчатка, которую они разливали по приготовленным формам. Меня растрогало такое обращение с веществом, небольшого количества которого достаточно, чтобы оторвать кисть руки или сделать что-нибудь похуже. Но они знали, что делали, и,

по существу, все было безопасно. Роберт тут же ознакомил меня с усовершенствованием, которое они (кажется, именно Людаев, но я не уверен) внесли в конструкцию МК-1. Вдоль образующей металлического цилиндра была сделана косая прорезь. Назначение прорези – пропускать вдоль цилиндра магнитное поле. Без этой прорези импульсное первичное магнитное поле, которое мы создавали расположенными по внешней поверхности цилиндра обмотками, слишком медленно проникало внутрь цилиндра через его хорошо проводящие стенки. При взрыве прорезь бесследно захлопывалась. Это простое изобретение немало способствовало успеху всех экспериментов. . .

. . . Уже в первом майском испытании МК-1 было получено рекордное по своему времени магнитное поле в полтора миллиона гаусс. В 1964 году, используя МК-2 для питания первичной обмотки, удалось получить поле в 25 млн. гаусс; давление, создаваемое таким полем, равно 25 млн. килограмм на квадратный сантиметр. Магнитная кумуляция открывает большие возможности для изучения свойств веществ в сверхсильных магнитных полях или (и) при сверхвысоких давлениях (при этом без нагрева веществ ударными волнами, что очень существенно для интерпретации опытов). Пока опубликованных результатов немного, что, видимо, связано с трудностями взрывных экспериментов. Недавно появилось сообщение, что американским исследователям удалось этим методом осуществить фазовый переход водорода в металлическое состояние. *Дополнение 1987 г.* У меня нет подтверждений этого сообщения. Система МК-2 является импульсным источником тока большой силы и мощности (в сравнительно небольших устройствах удается перевести в энергию магнитного поля энергию взрыва 1 кг ВВ¹, при этом сила тока достигает 100–200 млн. ампер). Она может быть использована для многих технических задач. В моей публикации (см. ниже) описана электропушка,-metaющая алюминиевое кольцо со скоростью 100 км/с.

Наиболее важным для науки применением МК в те годы для меня казалось создание импульсных ускорителей элементарных частиц с большими энергиями и интенсивностями пучка. Предложенная мною система должна была работать в две стадии. В первой стадии – как безжелезный импульсный индукционный ускоритель (типа бетатрона) со стационарной орбитой ускоряемых частиц (при этом, как известно специалистам, должно выполняться определенное соотношение между средним и орбитальным полями). Питание «обмоток» ускорителя на этой стадии осуществляется от МК-2. На второй стадии обмотки ускорителя сжимаются за счет энергии взрыва и происходит дополнительное увеличение энергии ускоряемых частиц. Получение особо высоких характеристик ускорителя требовало использования энергии уже не химических ВВ, а энергии атомного или термоядерного взрыва (конечно, весь опыт надо было ставить под землей). Этот грандиозный проект не был осуществлен. Главным возражением было то, что нецелесообразно создавать столь дорогостоящие устройства одноразового действия.

Традиционный способ работы экспериментаторов требует многократного «примеривания», варьирования условий опыта прежде чем получится что-нибудь стоящее. При этом по ходу эксперимента вся его программа часто перестраивается. Я считал, что одноразовые системы с рекордными характеристиками тоже могут дать очень существенную научную информацию. Я не исключаю и сейчас, что когда-нибудь придется вернуться к импульсным МК-ускорителям.

В 1957 году появилась первая публикация по МК в советской прессе – чисто теоретическая, содержащая предложение системы, очень близкой к МТР. Ее автор – проф. Я.П. Терлецкий.

Поздней мне стало известно, что ранее идею использования энергии взрыва для получения сверхсильных магнитных полей высказывал профессор МГУ, академик В.К. Ар-

¹ВВ – сокращение: взрывчатые вещества.

кадьеv. Весьма возможно, что независимо те же мысли высказывали и другие. Но осуществление МК стало возможным лишь тогда, когда возникла определенная культура обращения со сложными зарядами ВВ – кумулятивными, которые появились только во время Второй мировой войны, взрывными линзами (тогда же), с импульсивными зарядами (т.е. такими, в которых движение направлено к оси или центру симметрии). По существу, именно объект и ему подобные учреждения были наиболее подходящими для этих работ. В деле такого рода осуществление идеи это даже не полдела, а все 99%!

В отличие от МТР, все наши работы по МК оставались засекреченными вплоть до середины 60-х годов. В 1964 году появились первые зарубежные публикации (с описанием систем типа МК-1). Нам с большим трудом удалось добиться разрешения на опубликование в «Докладах академии наук» статьи, содержащей описание наших исходных идей и основных экспериментальных результатов. Статья была подписана основными участниками работы за период 1952–1965 годов² и опубликована в 1965 году. Местом работы авторов был указан «Институт атомной энергии». Вскоре туда пришло приглашение из Италии от проф. Кнопфеля на предстоящую в сентябре 1965 г. конференцию по сверхсильным магнитным полям, получаемым методом взрыва.

... Первоначально мы предполагали, что на конференцию поедут трое: я, Александр Иванович Павловский и Владимир Константинович Чернышев. Но потом я решил отказаться от поездки, так как считал, что при моем уровне секретности, существенно превосходившем уровень более молодых коллег, имевших 1-ю форму секретности, получить разрешение на поездку совершенно безнадежно. Теперь я думаю, что совершил ошибку. Но мне не хотелось зря, как я думал, проходить все утомительные и отнимающие много времени стадии получения разрешения (анкеты, характеристики, медосмотр и т.п.). Кроме того, и это главное, меня удручало, что я не смогу говорить ни о чем, кроме того, что содержится в опубликованной статье. Я бы чувствовал себя при этом идиотом. Вопрос о разрешении Павловскому и Чернышеву решался голосованием Политбюро (опросом по телефону). Была представлена докладная начальника КГБ Семичастного, резко возражавшего против их поездки. Поездки запретили. Быть может, во главе со мной их бы и пустили, дав в придачу нужное количество офицеров КГБ. Кто знает. В период пока я еще не отказался, за мной резко усилилась нескрываемая слежка КГБ (забавный случай: я вложил в калоши, чтобы они не сплавали, бумажки с какими-то ненужными невинными формулами – их из калош изъяли). Очевидно, меня толкали на добровольный отказ от поездки. Позднее от московских физиков, присутствовавших на конференции (она состоялась во Фраскати, недалеко от Рима), я узнал, что на нее приехал американский ученый К. Фаулер из Аламоса. Ему дали разрешение на поездку после того, как Кнопфель сообщил, что, вероятно, будет и Сахаров. Фаулер приехал с двумя своими дочерьми и, я думаю, с несколькими сотрудниками ФБР.

В конце 1965 г. я получил разрешение опубликовать обзорную статью по МК в журнале «Успехи физических наук». Она появилась в апреле 1966 г. Одновременно с ней была опубликована перепечатка из американского научного журнала «Сайентифик Америкен» статьи Ф. Биттера, описывающего американские достижения. В том же 1966 г. ко мне пришел известный автор многих научно-популярных книг Владимир Орлов. После беседы со мной он опубликовал в «Правде» большую статью о магнитной кумуляции и ее перспективах.

Несомненно, магнитная кумуляция может иметь важные научные и практические последствия. До 1968 года я продолжал принимать активное участие в работах по МК.

²А.Д. Сахаров, Р.З. Людаев, Е.Н. Смирнов, Ю.И. Плюшев, А.И. Павловский, В.К. Чернышев, Е.А. Феоктистова, Е.И. Жаринов, Ю.А. Зысин.

Однако после того, как меня отстранили от секретных работ, я потерял связь с группой, занимающейся МК, и совершенно не знаю, что происходит с этой темой. . .

3. А.И. Павловский

Магнитная кумуляция энергии – одна из красивых физических идей А.Д. Сахарова, развитие которой привело к созданию нового направления исследований в области физики высоких плотностей энергии. Преобразование энергии наиболее мощного источника энергии, каким является взрыв (химический или ядерный), в магнитную и ее концентрация в пространстве открывают возможность достижения в земных условиях магнитных полей 10^9 – 10^{10} Э. Такие поля существуют вблизи поверхности черных дыр звездных масс, и им соответствуют гигантские плотности магнитной энергии до $4 \cdot 10^{11}$ Дж/см³ и магнитные давления до $4 \cdot 10^{12}$ атмосфер. Магнитная кумуляция энергии взрыва в отличие от других возможных способов концентрации энергии позволяет получать сверхсильные поля в относительно больших объемах.

В комментируемых работах [1,2] кратко изложены основные результаты исследований магнитной кумуляции, выполненные в период 1952–65 гг. «группой Сахарова» при его активном участии. Следует иметь в виду, что эти статьи были написаны в то время, когда существовали достаточно жесткие ограничения на публикации подобных работ. К сожалению, первая, основополагающая его работа [3], датированная 1952 г., осталась неопубликованной. Она представляет несомненный интерес и будет рассмотрена подробнее.

Прежде всего нужно отметить, что запоздалая публикация новых идей вызывает вопрос о приоритетах. Первая статья 1957 г., посвященная взрывному способу получения сверхсильных магнитных полей, принадлежит Я.П. Терлецкому [4]. По утверждению автора, она, с небольшими сокращениями, воспроизводит отчет Института ядерных проблем АН СССР¹ от 14 ноября 1952 года. А.Д. Сахаровым идея магнитной кумуляции была высказана в 1951 г. [1], а первый эксперимент, в котором при сжатии магнитного потока взрывом было получено магнитное поле около 10^6 Э, был осуществлен в первой половине 1952 г. В работе [3] А.Д. Сахаров указывает, что устройства преобразования энергии взрыва (химического или ядерного) в магнитную – генераторы МК-1 были предложены им в январе 1952 г., а магнитно-кумулятивные генераторы энергии – МК-2 – в августе 1952 г. Следует отметить, что сообщений о генераторах МК-2 не было до 1965 г. Как стало известно из публикаций в 1960 г. американских исследователей [5], аналогичные работы были начаты в Лос-Аламосской лаборатории в США в начале пятидесятых годов. По прошествии многих лет А.Д. Сахаров узнал, «что ранее идею использования энергии взрыва для получения сверхсильных магнитных полей высказал профессор МГУ, академик В.К. Аркадьев» [6]. Идея, как говорят, «носилась в воздухе» и не удивительно, что одни и те же мысли независимо высказывались разными людьми примерно в одно время.

Осуществление этой идеи стало возможно, когда был достигнут определенный уровень развития взрывной техники. Поэтому работы по магнитной кумуляции в первую очередь начались в лабораториях, связанных с разработкой оружия.

Работа 1952 г. [3], как пишет ее автор, «содержит краткое изложение существующих у меня и Я.Б. Зельдовича представлений и идей, а также наши предложения по ближайшим планам». Наряду с изложением принципа магнитной кумуляции в ней отмечены ее возможные применения, которые в то время представлялись А.Д. Сахарову наиболее существенными:

¹ После 1956 г. вошел в состав ОИЯИ (Дубна).

« а) Создание в смеси Д+Т мощного газового разряда, переходящего в термоядерный взрыв (Сахаров, январь 1952 г.).

б) Использование давления магнитного поля для обжатия активного вещества (Сахаров, июль – ноябрь 1952 г.).

в) Использование переменных магнитных полей для ускорения заряженных частиц до сверхвысоких энергий – 10^9 эВ и выше (предложение Я.Б. Зельдовича, август 1952 г.) » [3].

Рождение идеи магнитной кумуляции и изобретение генераторов МК-1 и МК-2 были связаны с поисками решений проблемы импульсного управляемого термоядерного синтеза и актуальной в то время задачи – перевода малых масс (100 г) активного вещества в надкритическое состояние (ядерный взрыв малой мощности). Способ нагрева плазмы в генераторе МК-1 с использованием индуцированного быстропеременным сверхсильным магнитным полем сильнооточного разряда вскоре был автором признан бесперспективным. Тем не менее он считал, что высокие плотности энергии, достижимые в генераторах МК-1, определяют перспективу их применения для исследований в области термоядерного синтеза. В настоящее время достигнута плотность магнитной энергии 10^6 Дж/см³ в объеме несколько см³. А.Д. Сахаровым было показано, что концентрация магнитной энергии в малом объеме, необходимая для достижения высокой плотности активного вещества, связана с меньшими потерями энергии, чем при чисто газодинамическом способе. Им была предложена конструкция устройства на основе генератора МК-2, в котором сжатие активного вещества достигается при столкновении оболочек, разогнанных давлением магнитного поля до больших скоростей 10^6 – 10^7 см/с. В дальнейшем с ним обсуждалась возможность использования такой системы для сжатия предварительно нагретой плазмы с целью достижения условий термоядерного синтеза.

Следует отметить, что А.Д. Сахаров особенно серьезное внимание уделял возможности применения магнитной кумуляции энергии для создания мощных ускорителей элементарных частиц на высокие энергии. Он считал это одним из наиболее фундаментальных научных применений. Несмотря на то, что грандиозность проектов ускорителей возрастала в процессе их рассмотрения, до последних лет его не оставляла мысль о реализации такой возможности.

В 1952 г. А.Д. Сахаров рассмотрел два варианта ускорителя частиц на энергию 10^{10} эВ с использованием энергии химического взрыва ВВ [3]. В первом варианте ускорение частиц осуществляется на орбите с уменьшающимся радиусом при сжатии магнитного потока в генераторе МК-1. Другой вариант – ускорение частиц на орбите постоянного радиуса в безжелезном циклическом индукционном ускорителе с питанием электромагнита от генератора МК-2. В 1966 г. в качестве примера им рассматривается ускоритель протонов на энергию 10^{12} эВ с равновесной орбитой постоянного радиуса [2]. В этом случае требуемая энергия магнитного поля составляет $4 \cdot 10^{15}$ Дж или 10^6 т тротилового эквивалента, т.е. использования энергии достаточно мощного термоядерного взрыва. А.Д. Сахаров отмечает, что возможно ускорение 10^{18} протонов за импульс (энергосодержание пучка 10^{11} Дж). При этом условия информация, полученная в одном опыте, будет достаточна, чтобы такие грандиозные эксперименты при подземных ядерных взрывах были экономически целесообразны.

В этой публикации отмечается еще одна «почти фантастическая» возможность – использование импульсных магнитных линз (с энергией магнитного поля, эквивалентной сотням килотонн тротилового эквивалента) для фокусировки интенсивного пучка протонов. При этом, по его мнению, возможна регистрация процессов взаимодействия с сечением 10^{-30} см² во встречных пучках от двух ускорителей.

В 1968 г. А.Д. Сахаров возвращается к обсуждению следующего варианта проекта сверхмощного ускорителя. По счастливой случайности сохранилась записка, содержащая

оценки его характеристик². На этот раз речь идет о комбинации рассмотренных ранее вариантов ускорения частиц. На первом этапе протоны ускоряются до энергии 10^{11} эВ на равновесной орбите постоянного радиуса – 5 м. Питание обмотки электромагнита безжелезного ускорителя требует энергии 10^{12} Дж и должно осуществляться генераторами МК-2 (24 шт.). На втором этапе происходит доускорение до энергии 10^{12} эВ при сжатии магнитного потока энергией термоядерного взрыва. При этом радиус равновесной орбиты уменьшается до 30 см, а магнитное поле на ней возрастает до 10^8 Э. Чтобы представить масштабы такого эксперимента, достаточно сказать, что для получения магнитного поля 10^8 Э в объеме, равном нескольким м³, необходимо ускорить оболочку массой 100 т до скорости 10^7 см/с. Реализация такого проекта ускорителя требует взрыва с энерговыделением $2,5 \cdot 10^{15}$ Дж или $6 \cdot 10^5$ т тротилового эквивалента.

Возражения, что эксперименты с взрывными ускорителями очень сложные и дорогие, требуют подземных ядерных взрывов достаточно большой мощности, создания сложных аппаратных комплексов и изменения методологии исследований, А.Д. Сахаров считал непринципиальными. После многих лет размышлений он писал: «Я считаю, что одноразовые системы с рекордными характеристиками тоже могут дать очень существенную информацию. Я не исключаю и сейчас, что когда-нибудь придется вернуться к импульсным МК-ускорителям» [6]. Эти грандиозные проекты реализованы не были. Экспериментальные исследования ограничились несколькими опытами, выполненными в конце шестидесятых годов, в которых было осуществлено ускорение электронов до энергии 10^8 эВ в безжелезном бетатроне с радиусом равновесной орбиты 7,8 см и питанием от магнитно-кумулятивного генератора МК-2.

Осталась неопубликованной и другая работа А.Д. Сахарова, выполненная совместно с М.П. Шумаевым в 1953 г., в которой для частного случая ($\sigma = \text{const}$ и $v \sim 1/R$) было найдено автоматическое решение задачи магнитной кумуляции [7].

Несколько слов об истории публикации статей. Первая статья по магнитной кумуляции появилась в результате усилий А.Д. Сахарова, предпринятых им по участию в I международной конференции по мегагауссным полям в 1965 г. Эта история недостаточно подробно описана в [6]. Им были посланы краткие аннотации восьми докладов, которые затем были опубликованы в трудах конференции. Однако сами доклады представить на конференцию не удалось, в результате чего ряд приоритетов был утерян. Публикацию разрешили.

Статья «Взрывамагнитные генераторы» была написана А.Д. Сахаровым по инициативе Я.Б. Зельдовича в связи с предполагавшейся публикацией в УФН работ американских исследователей по сильным [8] и сверхсильным полям [9]. 1960–66 гг. были периодом оптимизма, когда исследования магнитной кумуляции интенсивно велись во многих лабораториях. Ф. Битгер в статье, посвященной результатам исследователей в США, сообщивших о получении полей $1,5 \cdot 10^7$ Э, писал: «Я не видел в Лос-Аламосских экспериментах, что взрывная техника приближается к своему пределу». Он предложил считать сверхсильными поля свыше 10^7 Э. В статье А.Д. Сахарова сообщалось, что в одном из опытов было зарегистрировано рекордное магнитное поле – $2,5 \cdot 10^7$ Э в цилиндрической полости диаметром 4 мм. Генератор МК-1 был изготовлен с высокой точностью, сжатие магнитного потока осуществлялось оболочкой, движущейся со скоростью свыше 10^6 см/с, а индукционные датчики поля имели массивную защиту. В последующие годы стало ясно, что рекордные результаты $1,5 \cdot 10^7$ Э – в США и $2,5 \cdot 10^7$ – в СССР удается получить в отдельных, редких опытах. К 1966 г. было достигнуто понимание, что поля ниже $5 \cdot 10^6$ Э соответствуют верхнему пределу устойчивости работы генераторов МК-1. Причины этого

²См. три страницы автографа Сахарова в конце этого комментария.

ограничения не были тогда поняты, наступило разочарование и работы по кумуляции сверхсильных магнитных полей были прекращены почти во всех лабораториях.

Вместе с тем, возможная причина нарушения процесса кумуляции была указана А.Д. Сахаровым, который писал: «Небольшие остаточные нарушения симметрии возрастают при сжатии из-за динамической неустойчивости фокусировки цилиндрических оболочек. Поэтому практически возможно иметь изменение радиуса не более чем в 10 раз». Большая содержательность этого, на первый взгляд тривиального утверждения, стала понятна позднее. Действительно, в результате экспериментальных исследований, выполненных в последующие годы, было показано, что критическим ограничением магнитной кумуляции является неустойчивость типа Рэля – Тейлора, развивающаяся на границе вещество – поле [10]. Проблема стабилизации процесса кумуляции энергии была решена при сжатии магнитного потока не одной, а системой коаксиальных оболочек, при ограничении изменения радиуса отдельной оболочки [11]. Каждый раз, когда возникает угроза потери устойчивости внутренней поверхности оболочки, сжимающей магнитный поток, она передает функцию сжатия следующей оболочке. Реализация этого принципа в конструкции каскадного генератора позволила воспроизводимо получать поля $1,6 \cdot 10^7$ Э [12], и в ближайшее время можно ожидать достижения $(2-3) \cdot 10^7$ Э. Дальнейший существенный прогресс связан с использованием энергетики более мощного ядерного взрыва. Эксперименты по получению магнитных полей 10^8-10^{10} Э могут проводиться при подземных ядерных взрывах относительно небольшой мощности (10^3 т тротилового эквивалента), не наносящих экологического ущерба, и, как считал А.Д. Сахаров, при широком международном сотрудничестве.

Не менее плодотворной была и идея магнитно-кумулятивных генераторов энергии – МК-2. В них генерация энергии осуществляется в полях около 10^6 Э (и потери магнитного потока в основном определяются нарушениями регулярности вывода индуктивности, «отсечками» магнитного потока в диэлектриках и при электрических пробоях внутри генератора). Статья [2] А.Д. Сахарова содержит результаты исследований по достижению высоких выходных характеристик генераторов МК-2. Предложенная им конструктивная схема спирально-коаксиального генератора МК-2 была достаточно полно изучена к 1956 г. В опытах с такими генераторами были получены токи до 10^8 А при уровне энергетики 10^7-10^8 Дж и магнитные поля $(1-1,5) \cdot 10^6$ Э в объемах, равных нескольким литрам. Исследованы каскадные системы, состоящие из ряда генераторов МК-2, отличающиеся между собой размерами, с трансформаторной связью, когда каждый предыдущий генератор является источником начальной энергии для последующего. Таким образом, достигается высокий коэффициент усиления до 10^6 и эффективное преобразование энергии взрыва – до 10%. В работе [2] отмечается важный для применений генераторов МК-2 вопрос согласования их выходных характеристик с требованиями эксперимента. Это достигается с помощью специальных устройств, осуществляющих пространственно-временное преобразование генерируемой энергии. Была решена задача транспортировки энергии от генератора МК-2 к потребителю, удаленному на безопасное расстояние.

Следует отметить участие А.Д. Сахарова в обсуждении перспектив развития генераторов МК-2. С начала шестидесятых годов начали изучаться новые конструктивные схемы генераторов МК-2 – многоэлементные, образуемые системой одновременно работающих генераторов; коаксиальные генераторы с одновременным иницированием во многих точках по оси цилиндрического заряда ВВ; дисковые генераторы, в которых токовый контур представляет собой тороид с большим отношением наружного диаметра к внутреннему и ряд других схем. Основной целью этих работ было повышение мощности генерации энергии за счет развития площади одновременно деформируемой поверхности токового контура и увеличение эффективности преобразования энергии взрыва путем согласования

законов выделения энергии ВВ и генерации магнитного поля. К 1967 г. в таких устройствах были достигнуты рекордные характеристики – мгновенная мощность 10^{13} Вт, ток $3 \cdot 10^8$ А, энергия 10^8 Дж при эффективности преобразования энергии взрыва до 20% [13]. На основе результатов этих работ в дальнейшем были разработаны принципы построения импульсных энергосистем мощностью 10^{14} Вт при уровне энергетики $5 \cdot 10^8$ Дж. Генераторы МК-2 – наиболее мощные компактные импульсные источники электромагнитной энергии – нашли широкое применение для решения прикладных задач как источники энергии для мощных лазеров различных типов, электродинамических ускорителей тел до больших скоростей, мощных СВЧ-генераторов и ускорителей заряженных частиц в исследованиях термоядерного синтеза.

Магнитная кумуляция энергии, вне зависимости от осуществления грандиозных проектов ускорителей элементарных частиц, оказалась полезной в различных областях исследований. В настоящее время нет альтернативы взрывному способу генерации сверхсильных магнитных полей. Относительно большие объемы, в которых они реализуются, позволяют сочетать сверхсильные магнитные поля, высокие давления и сверхнизкие температуры. В десятимегаэрсреднем диапазоне магнитных полей изучаются магнитооптические эффекты, уравнения состояния изэнтропически сжатых веществ при мегабарных давлениях, свойства твердого водорода при высокой плотности сжатия, проводятся прямые измерения критического поля высокотемпературных керамических сверхпроводников и ряд других исследований. Это первые шаги в новую область исследований, которую открыла магнитная кумуляция энергии. Впереди захватывающая перспектива получения и освоения для исследований магнитных полей 10^8 – 10^{10} Э.

Литература

- [1] А.Д. Сахаров, Р.З. Людаев, Е.Н. Смирнов, Ю.И. Плющев, А.И. Павловский, В.К. Чернышов, Е.Н. Феоктистова, Е.И. Жаринов, Ю.А. Зысин, ДАН СССР 196, 65 (1965).
- [2] А.Д. Сахаров, УФН 88, 725 (1966).
- [3] А.Д. Сахаров, отчет ВНИИЭФ *Взрывомагнитные системы и некоторые возможности их использования* (1952).
- [4] Я.П. Терлецкий, ЖЭТФ 32, 387 (1957).
- [5] С.М. Fowler, W.M. Garn, R.S. Caird, J.Appl.Phys. 31 (3), 558 (1960).
- [6] А.Д. Сахаров, *Воспоминания*, Нью-Йорк, 1990.
- [7] А.Д. Сахаров, М.П. Шумаев, отчет ВНИИЭФ *Решение автомобильной задачи магнитной кумуляции* (1953).
- [8] H. Kolm and A. Freeman, Sci. American 212, 66 (1965).
- [9] D. Bitter, Sci. American 213, 65 (1965).
- [10] A.I. Pavlovskii, N.P. Kolokolchikov, M.I. Dolotenko, et al., *Megagauss Physics and Technology*, N. Y., 1980, p. 627.
- [11] А.И. Павловский, М.И. Долотенко, Н.П. Колокольчиков и др., Письма в ЖТФ 9, 1360 (1983).
- [12] A.I. Pavlovskii, N.P. Kolokolchikov, M.I. Dolotenko, et al., *Megagauss Fields and Pulsed Power System*. N. Y., 1990, p. 29.
- [13] А.П. Павловский, Р.З. Людаев, *Вопросы современной экспериментальной и теоретической физики*, Л., 1987, с. 206.

Оценки

Энергия частицы 10^{12} эв $= 3 \cdot 10^2 \cdot R \cdot H_k$

Радиус орбиты кон. 30 см $= R_{\text{ок}}$

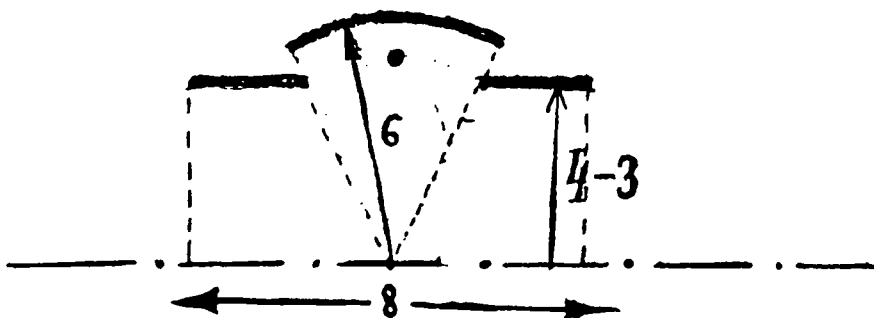
Пол. на орбите 10^8 гаусс $= H_k$

Энергия поля $\bar{H} = 2 \cdot 10^8$ гаусс в объеме

$$V = 4 \cdot (40)^3 = 2,5 \cdot 10^5 \text{ см}^3 \quad W = \frac{4 \cdot 10^{16}}{25} \cdot 2,5 \cdot 10^4 = 4 \cdot 10^{20}$$

возможно 10^{21} эр

Начальная геометрия ускорителя.



$$\underline{R_0 = 500}$$

$$H_0 = 6 \cdot 10^5$$

$$\underline{H = 1,2 \cdot 10^6}$$

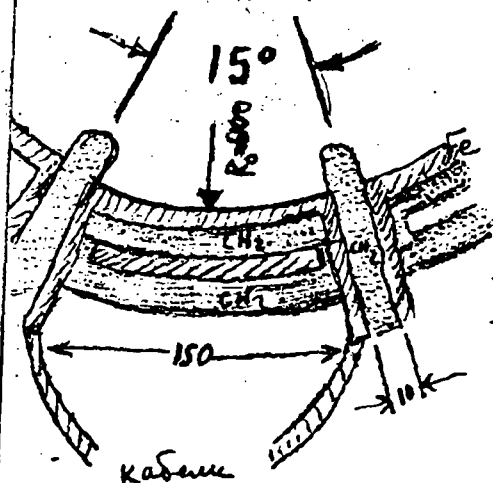
$$\underline{H_{\text{max}} = 2,0 \cdot 10^6}$$

~~Начальная~~ Энергия $5 \cdot 10^2 \cdot 6 \cdot 10^5 \cdot 3 \cdot 10^2 =$
 частицы до
 обката $= 10^{11}$ эв

Возрастает в 10 раз при

$$R=500 \rightarrow R=30 \quad \parallel \quad 600 \rightarrow 60$$

Схема оболочек.



Кабели

к МК-генераторам (их 24 ~~каб.~~ генераторов, от
каждого до 20 кабелей)

Толщина Fe — 1-3 см
Толщина CH₂ ~ 10⁻⁴ см

Приводится в движение
поверхность 250 м²

Вес $2 \cdot 10^5 \frac{\text{г}}{\text{м}^2}$, скорость $10^7 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$

$$W = \rho \cdot v \cdot W_{\text{пол}} \cdot 5 \cdot 10^{21} \text{ эрг}$$

Общая потребляемая энергия
на стадии $2 \cdot 10^{22} \text{ эрг}$

Система намотки в стадии бетатронного
ускорения ($R_0 = \text{const}$). Время ускорения 10^{-4} сек

$$\text{Магнитный поток} \quad 3 \cdot \frac{(5,5 \cdot 10^2)^2}{3 \cdot 10^5} \cdot 1,2 \cdot 10^6 = 1,2 \cdot 10^{12}$$

Давление магнитного поля ~ $1,5 \cdot 10^{10}$ (смеш. на
5-10 см)

Напряжение обхода $1,2 \cdot 10^8$ вольт (24 разряда,
т.е. $5 \cdot 10^6$ на раз)

Каждый из 24 генераторов МК дает энергию ~ 10^{10} эрг
20 кабелей на 10^8 А, на напряжение $5 \cdot 10^6$ вольт, с
снятием с 20 витков за 10^{-4} сек

3.

Итого
 $20 \cdot 10^8 \cdot 5 \cdot 10^6$
 масса каб. с одного генератора
 ток "кабелей"
 Напряжение

$10^{-4} = 10^{12} \text{ Дж} = 10^{19} \text{ эрг}$
 время Энергия

При КПД 5%

$2 \cdot 10^{20}$ эрг на генератор

или $5 \cdot 10^{21}$ на катушку 24 генератора

Общая мощность энергии

$2 \cdot 10^{22} + 5 \cdot 10^{21} = 2,5 \cdot 10^{22}$

(около 0,6 мТ)

Общее число витков в трансформаторе выводе генератора: $20 \times 20 = 400$
 при начальная плотность 10^8 гаусс · см²
 (записка от обьекта МК через трансформатор)

Окружность генератора (при $10 \frac{\text{см}}{\text{виток}} =$

$= 40 \text{ метров (диаметр } 13 \text{ м)}$

Это слишком много, делаем 5 витков



Трансформатор

8 пар проводов на катушке

или уменьшаем диаметр

ТЕОРИЯ АТОМНОГО ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

9. ГЕНЕРАЦИЯ ЖЕСТКОЙ КОМПОНЕНТЫ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ *

В работе исследуется генерация жесткой компоненты космических лучей (мезонов) фотонами и нуклонами в релятивистской области и вблизи порога генерации для двух определенных предположений о взаимодействии нуклонов.

§1. Введение

В работе исследуется генерация жесткой компоненты космических лучей (мезонов) в рамках тех двух возможных предположений о взаимодействии нуклонов, которые в применении к ядерным силам не приводят к полюсу типа $1/r^3$. Этими двумя предположениями являются:

а) скалярное мезонное поле,

б) псевдоскалярное мезонное поле, обладающее «зарядовым», в противоположность «дипольному», взаимодействием с нуклонами. Эти же два вида взаимодействия постулированы в теории ядерных сил, предложенной И.Е. Таммом [1].

В теории Тамма нуклоны, находящиеся на малых расстояниях, взаимодействуют по закону $1/r$, что дает возможность находить стационарные состояния ядра в рамках обычного квантово-механического аппарата. Соответственно этому в нашей работе при вычислении сечений мы не получаем аномального роста сечения с энергией. Более того, при больших энергиях отношения сечений ядерных процессов к сечениям соответствующих электромагнитных процессов падают с энергией. Этому эффекту «ослабления ядерного взаимодействия при больших скоростях нуклонов» можно дать классическую интерпретацию. Найденное сечение для генерации мезонов протонами мало и не может быть согласовано с общепринятой точкой зрения о генерации жесткой компоненты космических лучей первичными протонами. Кроме этой релятивистской задачи исследован и тот случай, когда энергия первичных частиц мала, и мы находимся у «порога генерации». Тут можно ожидать больших интерференционных эффектов. Однако

*ЖЭТФ 17, 686–697 (1947).

в случае генерации псевдоскалярных мезонов фотонами ядерная интерференция не имеет места, и сечение, отнесенное к одному ядру, для любых углов и энергий пропорционально Z и $A - Z$ для положительных и отрицательных мезонов соответственно.

В работе найдено, что порог генерации мезонов при рассеянии нуклонов на ядре практически равен не μc^2 , а $2\mu c^2$. Это обстоятельство, в частности, может играть роль при истолковании спектра нейтронов в космическом излучении. Этот вывод не зависит от конкретных предположений о ядерном взаимодействии. Для этого же процесса генерации мезонов при рассеянии нерелятивистских нуклонов найдено (без применения борновского приближения) отношение числа генерируемых заряженных мезонов к числу генерируемых нейтральных мезонов. Последних значительно больше.

Далее мы пользуемся следующими обозначениями: скорость света c и постоянная Планка \hbar приняты за единицу. Таким образом, скорость считаем безразмерной величиной, а массу, энергию и импульс измеряем в обратных единицах длины.

- M – энергия покоя нуклона (т.е. протона или нейтрона);
 μ – энергия покоя заряженного мезона;
 μ_0 – энергия покоя нейтрального мезона;
 p_0, p_i, p_1 – импульсы нуклона в начальном, промежуточном и конечном состояниях;
 E_0, E_i, E_1 – энергия нуклона в тех же состояниях;
 k_i, k_1 – импульсы мезона в промежуточном и конечном состояниях;
 ω_i, ω_1 – энергии мезона в тех же состояниях;
 ε – импульс (и энергия) фотона;
 θ – угол рассеяния протона.

Все величины, введенные выше, относятся к той системе координат, где покоится центр тяжести.

E_L, ε_L – энергия первичной частицы в той системе координат, где покоится до столкновения другая сталкивающаяся частица.

Электрический и мезонный заряды измеряются в единицах Хевисайда. Таким образом, $e^2 = 4\pi/137 = 1/10,8$.

Принимаем существование двух видов мезонных полей: скалярного незаряженного φ_0 и псевдоскалярного заряженного φ , обладающих такими операторами взаимодействия с нуклонами:

$$\left. \begin{aligned} H'_0 &= g\rho_3\varphi_0 ; & V_0 &= \sqrt{\frac{g^2}{2\omega_0}}(u_2^*\rho_3u_1) ; \\ H &= f\rho_2(P\varphi + P^*\varphi^*) ; & V &= \sqrt{\frac{f^2}{2\omega}}(u_2^*\rho_2Pu_1) . \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Здесь g и f – безразмерные константы взаимодействия, значения которых должны быть найдены из опыта, ρ_2 и ρ_3 – обычные дираковские матрицы, P – оператор, действующий на изотопический спин. Если мы обозначим u_P – волновую функцию протона, u_N – волновую функцию нейтрона, то (по определению)

$$\left. \begin{aligned} Pu_N &= 0 ; & P^*u_N &= u_P ; \\ Pu_P &= u_N ; & P^*u_P &= 0 . \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

В дальнейшем ради простоты записи мы не будем писать оператор P . Во втором столбце (1) выписаны матричные элементы испускания одного мезона.

Вычисление сечений в этой статье производится в борновском приближении. Напомним основную формулу для дифференциального сечения

$$dS = \frac{2\pi d\rho}{|v'_0| + |v''_0|} VV^* . \quad (3)$$

Простой и общий вывод этой формулы – см. Гейтлер [2]. Здесь $|v'_0|$ и $|v''_0|$ – абсолютные величины скорости сталкивающихся частиц, $d\rho$ – функция плотности, равная числу конечных состояний, удовлетворяющих условию периодичности в единичном кубе и закону сохранения импульса и заряда, приходящихся на интервал энергии.

Если ввести δ -функции полного импульса P и полной энергии E и обозначить импульсы частиц в конечном состоянии p_n , то

$$d\rho = \frac{dp_1}{(2\pi)^3} \dots \frac{dp_n}{(2\pi)^3} (2\pi)^3 \delta(\Delta E) \delta(\Delta P) . \quad (4)$$

Исключая δ -функции, находим формулы для различных частных случаев. Нас интересует всюду система центра тяжести. Выпишем формулы с теми обозначениями, которые соответствуют их применению в дальнейшем.

а. В случае двух частиц в конечном состоянии

$$d\rho = \frac{k^2 d\Omega}{(2\pi)^3 (|v'_1| + |v''_1|)} , \quad (4a)$$

k – импульс каждой из частиц, v'_1 и v''_1 – скорости в конечном состоянии, $d\Omega$ – элемент телесного угла.

б. В случае трех частиц в конечном состоянии

$$d\rho = \frac{k_1^2 dk_1 d\Omega_1}{(2\pi)^6} dp'_{1y} dp'_{1z} \frac{1}{|v'_{1x} - v''_{1x}|} , \quad (4b)$$

k_1 , $d\Omega_1$ – модуль импульса и элемент телесного угла для первой частицы (мезона); $dp'_{1y} dp'_{1z}$ – проекция элемента пространства импульсов второй частицы (протона)

на плоскость YZ ; $|v'_{1x} - v''_{1x}|$ – проекция разности скоростей третьей и второй частицы (двух протонов) на ось X .

Под V в (3) мы понимаем вычисленный с помощью теории возмущений матричный элемент первого неисчезающего приближения. Например, когда взаимодействие не исчезает, начиная с третьего приближения теории возмущений, мы ограничиваемся этим приближением и пишем:

$$V = \sum \frac{V_{A1} V_{12} V_{2F}}{\Delta_1 \Delta_2} . \quad (5)$$

Здесь Δ_1 и Δ_2 – дефекты энергии в промежуточных состояниях:

$$\Delta_1 = \sum E_{1i} - \sum E_0 = \sum E_{1i} - \sum E_1 ,$$

$$\Delta_2 = \sum E_{2i} - \sum E_0 = \sum E_{2i} - \sum E_1 .$$

Суммирование в (5) производится по всем возможным цепочкам промежуточных состояний.

Матричные элементы для отдельных квантовых виртуальных переходов V_{A1} , V_{12} , V_{2F} отличны от нуля, если сохраняются полный импульс и заряд. При вычислении этих матричных элементов существенно учитывать антисимметрию волновых функций нуклонов относительно совокупности аргументов p – импульса, σ – спина, τ – изотопического спина.

§2. Генерация жесткой компоненты космических лучей фотонами

Возможны три различных механизма генерации, в которых первичной частицей является фотон:

$$h\nu + P \rightarrow \mu_+ + N , \quad (6a)$$

$$h\nu + N \rightarrow \mu_- + P , \quad (6b)$$

$$h\nu + P \rightarrow \mu_0 + P . \quad (6c)$$

Исследуем подробно процесс (6a). Кроме взаимодействия (1) в этом процессе играют роль взаимодействие протона со светом (7) и взаимодействие заряженного мезонного поля φ со светом (8):

$$H' = - \int e(A\vec{\alpha})dx , \quad (7)$$

$$H' = -ie \int dx A \left(\frac{\partial \varphi^*}{\partial x} \varphi - \frac{\partial \varphi}{\partial x} \varphi^* \right) + e^2 \int A^2 \varphi \varphi^* dx . \quad (8)$$

Квадратичный член в (8) отброшен в дальнейших вычислениях.

Нам необходимо учесть три цепочки промежуточных состояний (рис. 1a – импульсы всех существенных для процесса состояний и рис. 1б – схема квантовых

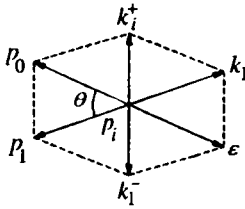


Рис. 1а

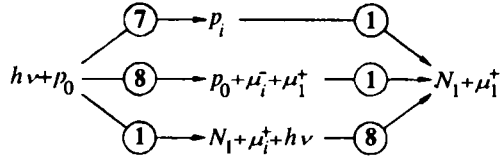


Рис. 16

переходов). Каждая стрелка соответствует квантовому переходу, а кружочком отмечено ответственное за него взаимодействие.

Положим: a_e , a_k , b_k – операторы рождения фотона, положительного и отрицательного мезонов, e_λ – единичный вектор поляризации фотона:

$$\left. \begin{aligned} A &= \sum_{\lambda, e} \sqrt{\frac{1}{2\varepsilon}} \left(a_e e^{-i\varepsilon \mathbf{k}} + a_e^* e^{i\varepsilon \mathbf{k}} \right), \\ \varphi &= \sum_k \sqrt{\frac{1}{2\omega}} \left(a_k e^{-i\mathbf{k} \mathbf{x}} + b_k^* e^{i\mathbf{k} \mathbf{x}} \right), \\ \varphi^* &= \sum_k \sqrt{\frac{1}{2\omega}} \left(a_k^* e^{i\mathbf{k} \mathbf{x}} + b_k e^{-i\mathbf{k} \mathbf{x}} \right). \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

С помощью (1), (5), (7), (9) можем найти полный матричный элемент.

Имеем:

$$\begin{aligned} V &= V_I + V_{II} + V_{III}, \\ V_I &= -\frac{ef}{\sqrt{4\omega_1\varepsilon}} \sum \frac{(u_1^* \rho_2 u_i)(u_i^* \alpha_\lambda u_0)}{\Delta_i^I}, \end{aligned} \quad (10)$$

здесь

$$\Delta_i^I = \pm M - (E_0 + \varepsilon);$$

$$V_{II} = -ie [(-ik_i^- + ik_1^+) e_\lambda] \sqrt{\frac{1}{16\omega_1\varepsilon\omega_i^2}} \frac{f(u_1^* \rho_2 u_0)}{\Delta_i^{II}}, \quad (11)$$

здесь

$$\Delta_i^{II} = \omega_1 + \omega_i - \varepsilon;$$

$$V_{III} = -ie [(+ik_i^+ + ik_1^+) e_\lambda] \sqrt{\frac{1}{16\omega_1\varepsilon\omega_i^2}} \frac{f(u_1^* \rho_2 u_0)}{\Delta_i^{III}}, \quad (12)$$

здесь

$$\Delta_i^{III} = \varepsilon + \omega_i - \omega_1.$$

Из законов сохранения имеем

$$\varepsilon + \sqrt{M^2 + \varepsilon^2} = \omega_1 + \sqrt{\omega_1^2 - \mu^2 + M^2},$$

откуда $\omega_1 = \varepsilon + \frac{\mu^2}{2(E_0 + \varepsilon)}$. Пренебрегаем в дальнейшем вторым членом и считаем

$$\omega_1 = \varepsilon; \quad E_0 = E_1; \quad \Delta_i^{II} = \Delta_i^{III} = \omega_i = \sqrt{\mu^2 + p_0^2 + p_1^2 - 2p_0p_1 \cos \theta}.$$

Для преобразования (10) применим известный прием (см. Гейтлер [2]), умножая числитель и знаменатель на $M + (\varepsilon + E_0)$. Имеем [учитывая, что $M^2 - (\varepsilon + E_0)^2 = -2\varepsilon(E_0 + \varepsilon)$]:

$$V = \frac{ef(u_1^* p_2 (\beta M + \varepsilon + E_0) \alpha_\lambda u_0)}{4\varepsilon^2(E_0 + \varepsilon)} + \frac{ef(u_1^* p_2 u_0)(\mathbf{k}_1 \mathbf{e}_\lambda)}{\omega_1 \varepsilon}. \quad (13)$$

Для вычисления сечения нужно просуммировать VV^* по спину нейтрона σ_1 и усреднить по начальному спину протона σ_0 и поляризации λ (см. опять [2]). Имеем, учитывая (3) и (4а) (положив $p_0 = \varepsilon$ и $p_1 = k_1 = \sqrt{\varepsilon^2 - \mu^2}$):

$$dS = d\Omega \frac{e^2 f^2 p_1}{16(2\pi)^2 p_0 (E_0 + \varepsilon)^2} \left(\frac{E_0 + \varepsilon \cos \theta}{E_0 + \varepsilon} + \frac{2p_1^2(p_0^2 + p_1^2 - 2p_1p_0 \cos \theta) \sin^2 \theta}{(p_0^2 + p_1^2 - 2p_1p_0 \cos \theta + \mu^2)^2} + \frac{2p_1^2 \sin^2 \theta}{p_0^2 + p_1^2 - 2p_0p_1 \cos \theta + \mu^2} \right). \quad (14)$$

В предельных случаях формула упрощается. При $k_1 \gg \mu$

$$dS = d\Omega \frac{e^2 f^2}{16(2\pi)^2 (E_0 + \varepsilon)^2} \left(\frac{E_0 + \varepsilon \cos \theta}{E_0 + \varepsilon} + 2 + 2 \cos \theta \right). \quad (15)$$

Интегрирование по углам дает

$$S = \frac{e^2 f^2 (3E_0 + 2\varepsilon)}{16\pi (E_0 + \varepsilon)^3}. \quad (16)$$

При $k_1 \ll \mu$

$$dS = d\Omega \frac{e^2 f^2}{16(2\pi)^2 M^2} \sqrt{1 - \frac{\mu^2}{\varepsilon^2}}; \quad (17)$$

$$S = \frac{e^2 f^2}{16\pi M^2} \left(1 - \frac{\mu^2}{\varepsilon^2}\right)^{1/2}. \quad (18)$$

Положив для оценки $f^2/4\pi = 0,5$, имеем $S_{\max} = 1,5 \cdot 10^{-29} \text{ см}^2$.

Напомним, что (16) относится к системе центра тяжести. Перейдем в лабораторную систему координат. Полное сечение не меняется при преобразовании Лоренца, а преобразование энергии дается формулой

$$\left(\sum E_L\right)^2 - \left(\sum p_L\right)^2 = \text{inv} = \left(\sum E_0\right)^2. \quad (19)$$

После преобразований в нашем случае

$$E_0 = (M + \varepsilon_L) \left(\frac{M}{M + 2\varepsilon_L} \right)^{1/2} ; \varepsilon = \varepsilon_L \left(\frac{M}{M + 2\varepsilon_L} \right)^{1/2} .$$

Как было указано Е.Л. Фейнбергом [3], в ряде случаев важно учитывать интерференционные эффекты в ядре. Частицы в ядре при нестационарных процессах действуют независимо (и дают общее сечение на одно ядро, пропорциональное числу частиц в ядре) только в том случае, когда импульс s , переданный ядру, удовлетворяет неравенству

$$sa \gg 1 . \quad (20)$$

Здесь a – «среднее расстояние» частиц в ядре друг от друга; по порядку величины $a = 1/\mu$, а s в наших обозначениях $s = |\vec{\varepsilon}' - \mathbf{k}|$.

Однако для генерации псевдоскалярного мезона фотоном следует ожидать отсутствия заметных интерференционных эффектов и в тех случаях, когда условие (20) не соблюдается и даже не соблюдается более слабое условие (20а)

$$sR \gg 1 , \quad (20a)$$

где R – радиус ядра. Для доказательства обратимся к рассмотрению матричного элемента (13) в нерелятивистском приближении. Его можно преобразовать к виду

$$V = (U_1^* [A\mathbf{e}_\lambda + B(\mathbf{p}_0 + \mathbf{p}_1)\vec{\sigma}] U_0) . \quad (21)$$

Здесь U – двухрядные волновые функции теории Паули, A и B – коэффициенты, зависящие от углов и энергий, $\vec{\sigma}$ – вектор спина (двухрядный оператор Паули) (21) – имеет различные знаки в зависимости от ориентации спина. Поэтому интерференционные члены в выражении для сечения должны исчезать, если в ядре присутствуют в равных количествах протоны обеих ориентаций спина. Сечение, отнесенное на одно ядро, получается пропорциональным Z (для положительных мезонов) и числу нейтронов в ядре для отрицательных мезонов.

Приведем без вывода сечение для процесса (бс) в нерелятивистском приближении, Θ – угол между \mathbf{k}_1 и \mathbf{e}_λ :

$$dS_c = \frac{e^2 g^2}{4(2\pi)^2 M^2} \left(1 - \frac{\mu^2}{\varepsilon^2} \right)^{1/2} \cos^2 \Theta ; \quad (22)$$

$$S_c = \frac{e^2 g^2}{12\pi M^2} \left(1 - \frac{\mu^2}{\varepsilon^2} \right)^{3/2} . \quad (23)$$

Положив $g^2/4\pi = 0,25$, получаем $S_{\max} = 3 \cdot 10^{-30} \text{см}^2$.

Формула (22) может быть интерпретирована классически. Рассмотрим протон, совершающий колебания, вызванные полем падающей световой волны. Сферическая мезонная волна, разбегающаяся от него во все стороны, может быть найдена с помощью запаздывающих потенциалов и равна (в волновой зоне)

$$\varphi \sim \frac{\cos \Theta}{r} \sin(\varepsilon t - r\sqrt{\varepsilon^2 - \mu^2}). \quad (24)$$

При $\varepsilon < \mu$ мезонная волна не проникает в волновую зону (точней, в волновую зону проникают лишь волны с кратными частотами $n\varepsilon$ весьма малой интенсивности¹).

В случае генерации заряженного мезона мы не находим такой простой классической интерпретации.

§3. Генерация жесткой компоненты космических лучей при торможении тяжелых частиц. Релятивистский случай

Покажем, что существует общая причина, приводящая в рамках принятых предположений о ядерном взаимодействии к быстрому падению всех сечений с энергией. Рассмотрим квадрат матричных элементов (1), произведя усреднение по спинам начального и конечного состояния (см. Гейтлер [2]):

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \mathbf{SS} |(u_1^* \rho u_0)|^2 &= \frac{1}{8E_0 E_1} \text{Sp} \rho (H_0 + E_0) \rho (H_1 + E_1) = \\ &= \frac{1}{2E_0 E_1} (E_0 E_1 \pm M^2 - p_0 p_1 \cos \theta). \end{aligned}$$

Знак плюс здесь относится к случаю скалярного взаимодействия $\rho = \rho_3$, а знак минус к случаю псевдоскалярного взаимодействия $\rho = \rho_2$.

Имеет место тождество

$$2(E_0 E_1 - M^2 - p_0 p_1 \cos \theta) = -(E_0 - E_1)^2 + p_0^2 + p_1^2 - 2p_0 p_1 \cos \theta.$$

Окончательно имеем:

$$\frac{1}{2} \mathbf{SS} |(u_1^* \rho_2 u_0)|^2 = \frac{1}{4E_0 E_1} \{(\Delta p)^2 - (\Delta E)^2\}. \quad (25a)$$

$$\frac{1}{2} \mathbf{SS} |(u_1^* \rho_3 u_0)|^2 = \frac{1}{4E_0 E_1} \{(\Delta p)^2 - (\Delta E)^2\} + \frac{M^2}{E_0 E_1}. \quad (25b)$$

Мы видим, что матричные элементы (1), соответствующие малым импульсам виртуального мезона, быстро убывают с ростом энергии E .

¹На языке квантовых переходов этим волнам соответствуют «множественные» процессы с поглощением нескольких первичных фотонов.

Это обстоятельство играет решающую роль в поведении быстрых частиц в полях рассматриваемого типа. Заметим, что «ослабление взаимодействий» сказывается не только на сечениях для процессов столкновений, но и при нахождении стационарных уровней. Рассмотрим в качестве примера стационарное скалярное поле $g^2 \rho_3 / r$. Это поле аналогично электрическому полю вида Ze^2 / r . В электрическом поле, как известно, из-за релятивистских эффектов не существует решения для S -состояния при $Ze^2 > 1$. В скалярном поле рассматриваемого типа, как указал И.Е. Тамм в устном сообщении, такое решение существует при любом g^2 . А именно, низший уровень определяется формулой

$$E = M / \sqrt{1 + g^4} \quad (26)$$

(вместо $E = M \sqrt{1 - e^4 Z^2}$ в электрическом случае).

В нерелятивистском приближении свойства обоих полей совпадают. В частности, (26) переходит в формулу теории Шредингера:

$$E = M - g^4 M / 2 .$$

Рассматриваемый «эффект ослабления» в случае скалярного взаимодействия допускает классическую интерпретацию. А именно, матрице ρ_3 в классической теории соответствует величина $\sqrt{1 - v^2}$, которая стремится к нулю при $v \rightarrow 1$; скалярное поле $g\varphi_0 = U(x, t)$ описывается функцией Лагранжа:

$$L = -\sqrt{1 - v^2}(U + M)$$

и функцией Гамильтона:

$$H = \sqrt{p^2 + (U + M)^2} .$$

В частности, формула (26) может быть выведена с помощью правил квантования Бора - Зоммерфельда, если положить $U = g^2 / r$.

В частном случае процессов тормозного излучения при обменном взаимодействии тяжелых частиц это отличие скалярного поля от электрического впервые было отмечено в работе Ванга [4]. Однако аргументация в этой работе всецело опирается на метод Вейцекера - Виллиамса, и поэтому мы сочли целесообразным обсудить вопрос с других точек зрения². Остановимся на типичном процессе генерации скалярных нейтральных мезонов при рассеянии протонов скалярными ядерными силами. Как видно из сравнения формул (25a) и (25b), процесс с участием псевдоскалярного мезона не может быть более вероятным по порядку величины.

²В работе Ванга найдено, что эквивалентный спектр скалярного ядерного поля релятивистского протона содержит в $\xi = E_L / M$ раз меньше скалярных псевдоквантов максимальной энергии, чем соответствующий электромагнитный спектр, найденный Вейцекером. Вид спектра также отличается от электромагнитного. Воспользовавшись сечением для рассеяния нейтрального скалярного мезона на нуклоне, мы могли бы вывести формулу (35) с помощью эквивалентного спектра, найденного Вангом (с точностью до численного множителя). Результаты Ванга отличаются от наших, так как сечение рассеяния для принимаемого им заряженного скалярного мезона имеет другой ход с энергией.

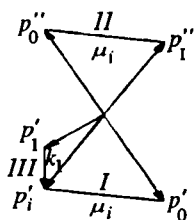


Рис. 2

Мы поставим себе задачей дать оценку для верхней границы «сечения для потери энергии» S_E (см. Гейтлер [2]). Сделаем следующие упрощения в этих вычислениях.

1. Будем учитывать лишь состояния с положительной энергией в качестве промежуточных. Мы не сделаем при этом большой ошибки, так как в состояниях с отрицательной энергией очень велик дефект энергии (для рассмотренной ниже цепочки Δ_1 и Δ_2 порядка E_0).

2. Будем учитывать лишь одну цепочку промежуточных состояний (вместо 24), а именно (рис. 2):

$$p'_0 + p''_0 \rightarrow p'_i + \mu_i + p''_0 \rightarrow p'_i + p''_1 \rightarrow p'_1 + p''_1 + \mu_1 .$$

Из общего числа 24 лишь 16 цепочек могут внести в матричный элемент вклад того же порядка величины, что и эта (это те цепочки, для которых виртуальный мезон, обладающий энергией, сравнимой с E , присутствует лишь в одном промежуточном состоянии). Из этих 16 лишь 4 цепочки играют роль для мезонов, летящих (примерно) в направлении первичного протона. Только такие мезоны играют роль при вычислении S_E . Если бы 4 равных матричных элемента сложились, мы получили бы увеличение сечения в 16 раз. Итак, учитывая лишь одну цепочку, мы ошибемся не более чем в 16 раз. Соответствующий нашей цепочке матричный элемент равен

$$\left. \begin{aligned} V &= \sqrt{\frac{g^6}{8\omega_i^2\omega_1} \frac{V_1^2 V_2}{\Delta_1 \Delta_2}} ; \\ V_1 &= (u_0^{i*} \rho_3 u_1^i) ; \quad V_2 = (u_i^{i*} \rho_3 u_1^i) . \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

3. Для V_1 и V_2 используем приближенные выражения, соответствующие первому члену в (25b). Можно показать, что второй член в (25b) играет роль в малой области углов и не изменяет порядка результата для очень больших энергий

$$V = \frac{1}{2E} \sqrt{(\Delta \mathbf{p})^2 - (\Delta E)^2} . \quad (28)$$

4. Для дефектов энергии используем приближенные выражения. Обозначим угол между направлением импульса мезона и протона в конечном состоянии посредством Ψ . Будем считать, что $\Psi \ll 1$; $\mu \ll k_1 \ll E$. Применим разложение

$$\sqrt{p^2 + M^2} = p + \frac{M^2}{2p} . \quad (29)$$

Имеем

$$\Delta_2 = E'_i - E'_1 - \omega_1 = -\frac{k_1}{2} \left(\frac{M^2}{E^2} + \Psi^2 \right). \quad (30)$$

Обозначим через δ изменение энергии второго протона. Так как $\delta = E'_i - E'_0 = E''_1 - E''_0$, $\delta = \Delta_2/2$, то $\Delta_1 = \omega_i + \delta = \Delta_2/2 + \omega_i$.

Целесообразно произвести оценку сечения отдельно для двух областей углов. Первая область – эта та, где $(\Delta_2/2) \approx \omega_i$. В этой области угол φ между \mathbf{k}_i и \mathbf{p}_0 мал. Поэтому аналогично (30)

$$\Delta_1 = \omega_i + E'_i - E_0 = \frac{k_i}{2} \left(\frac{M^2}{E^2} + \varphi^2 \right).$$

Вторая область – это та, где $|\Delta_2/2| \ll \omega_i$, и можно считать

$$\Delta_1 = \omega_i. \quad (31)$$

Мы не будем приводить вычислений для первой области. Заметим только, что в этой области нельзя пользоваться (28), так как главную роль в сечении играет второе слагаемое формулы (25b). Роль области II в интегральном сечении больше роли области I (при больших энергиях).

Вычислим V_2 для второй области (последний переход в нашей цепочке). На основании (29) $\Delta E = k_1 \cos \Psi$; $\Delta p = k_1$. На основании (28) $V_2 = \frac{\Psi k_1}{2E}$ (здесь $\sin \Psi$ заменен на Ψ). Вычислим V_1 для второй области (второй и первый переход в нашей цепочке). Здесь $\Delta E \ll \Delta p$, а $\Delta p \approx \omega_i$. Имеем $V = \omega_i/2E$. На основании (5), (27), (30), (31)

$$\frac{1}{4} \mathbf{S S S S} \frac{g^6}{\sigma'_0 \sigma''_0 \sigma'_1 \sigma''_1} \frac{\Psi^2}{2^7 E^6 \omega_1 \left(\frac{M^2}{E^2} + \Psi^2 \right)^2}. \quad (32)$$

Подставим (32) в (3), учитывая (4b) и приближенные равенства:

$$v'_{1z} - v''_{1z} = 2; \quad dp'_y dp'_z = E^2 d\Omega',$$

$$dS = \frac{g^6 d\Omega' dk_1 k_1 d\Omega_1 \Psi^2}{2^9 (2\pi)^5 E^4 \left(\frac{M^2}{E^2} + \Psi^2 \right)^2}. \quad (33)$$

Интегрирование по углам в (33) не имеет смысла производить точно, так как примененные приближения справедливы в области малых углов

$$\int \frac{\Psi^2 d\Omega_1}{\left[\frac{M^2}{E^2} + \Psi^2 \right]^2} \cong \int_0^Z \frac{\Psi^3 d\Psi}{\left[\frac{M^2}{E^2} + \Psi^2 \right]^2} \cong 2\pi \left[\ln \frac{ZE}{M} - \frac{1}{2} \right].$$

Здесь Z – порядка единицы. Интегрирование по Ω' дает множитель 4π .

Тот факт, что рассеяние протонов получилось у нас изотропным, показывает необходимость учета интерференции между цепочками и симметрии волновых функций. Однако мы не будем делать этого здесь и для грубой оценки учтем другие цепочки множителем 16:

$$dS = \frac{g^6}{2(4\pi)^3} \frac{k_1 dk_1}{E^2} \frac{\ln(E/M)}{E^2}. \quad (34)$$

Здесь k_1 может быть и положительным, и отрицательным (мы имеем мезоны, летящие «вверх» и «вниз»). Однако для потерь энергии играют роль только мезоны, летящие по направлению первичного протона. Осуществим переход в лабораторную систему координат, для импульса генерированного мезона введем обозначение l , для импульса и энергии первичного протона – p_L и E_L . Применяя (19), имеем

$$E_0^2 = \frac{1}{2}(M^2 + M E_L); \quad \frac{l}{k_1} = \frac{p_L}{p_0} \quad (\text{при } p_0 \gg M; k_1 \gg \mu);$$

$$dS = \frac{1}{4} \left(\frac{g^2}{4\pi} \right)^3 \frac{l dl}{E_L^2} \frac{\ln(E_L/M)}{M E_L}. \quad (35)$$

Сечение для потери энергии определяется соотношением (36). Здесь N – число нуклонов в единице объема, x – координата в направлении полета первичных частиц, ΔE_L – потеря энергии в одном столкновении:

$$-\frac{dE_L}{dx} = E_L N S_E; \quad S_E = \frac{1}{E_L} \int_0^{E_L} dS \Delta E_L. \quad (36)$$

В нашем случае

$$\Delta E_L \cong l,$$

$$S_E = \frac{1}{12} \left(\frac{g^2}{4\pi} \right)^3 \frac{\ln(E_L/M)}{E_L M}. \quad (37)$$

Положив для оценки $g^2/4\pi = 1$, для $E_L = 10^{10}$ эВ имеем: $S_E = 8 \cdot 10^{-30}$ см² (на один нуклон ядра), $S_E = 2,5 \cdot 10^{-28}$ см² (на ядро воздуха).

Если стоять на общепринятой точке зрения о происхождении мезонов в космических лучах, согласно которой первичной компонентой являются протоны, которые тормозятся за счет генерации мезонов, при таком малом сечении на поверхности земли присутствовало бы больше первичных протонов, чем мезонов. Сечение, обеспечивающее непроницаемость атмосферы для первичных протонов, должно превосходить вычисленное нами в несколько сот раз.

§4. Генерация жесткой компоненты космических лучей при рассеянии на ядре нуклонов с энергией, близкой к порогу генерации

Определим порог генерации мезонов. M – масса первичных частиц (нуклоны), M_0 – масса ядра. Применяя (19), имеем для предельного случая, когда в системе центра тяжести в конечном состоянии все частицы покоятся:

$$(M_0 + E_L)^2 - p_L^2 = (M_0 + M + \mu)^2; \quad p_L^2 = E_L^2 - M^2; \\ T_0 = E_L - M = \mu \left(1 + \frac{M}{M_0}\right) + \frac{\mu^2}{2M_0}. \quad (38)$$

В случае воздуха эта величина превосходит μ на 4%. Однако надо иметь в виду, что связь нуклонов в ядре так слаба, что сечение имеет сколько-нибудь заметную величину для тех энергий, для которых возможна генерация мезонов на свободном нуклоне. В этом случае $M_0 = M$ и $T_0 = E_L - M = 2\mu$.

Оценим роль связи нуклонов в ядре. Нуклоны в ядре локализованы в областях размером порядка $a = 1/\mu$. Соответствующая волновая функция в пространстве импульсов $\Psi(p)$ быстро убывает при $p > \mu$. Рассмотрим столкновение первичного нуклона, обладающего импульсом p_0 и кинетической энергией T_0 , с нуклоном ядра. При вычислении матричного элемента генерации мезона играет роль лишь некоторая часть Γ пространства импульсов нуклона ядра p , для которых

$$M + E_L \geq \sqrt{(2M + \mu)^2 + (p_0 - p)^2}$$

при p внутри Γ . Влияние связи на сечение можно для грубой оценки охарактеризовать «кинематическим фактором» W :

$$W(p_0) = \int_{\Gamma(p_0)} |\Psi(p)|^2 dp.$$

При вычислении этого интеграла основной вклад вносит область пересечения области Γ с областью P , где $|p| \leq \mu$. Пусть области $\Gamma(p_0)$ и P касаются. Условие касания

$$M + E_L = \sqrt{(2M + \mu)^2 + (p_0 - \mu)^2}.$$

Решение этого уравнения дает $T_0 = E_0 - M = 1,55\mu$. При меньших энергиях область P и область Γ не имеют общих точек. Однако и при несколько больших энергиях, вплоть до 2μ , кинематический фактор W мал (меньше 0,5).

Быть может, найденный результат может играть роль при истолковании спектра медленных нейтронов в составе космического излучения.

В недавней работе Пауэлла [5] утверждается, что большинство нейтронов в космическом излучении, вызывающих ядерные расщепления, обладают энергией, меньшей чем 200 МэВ. Чтобы объяснить это число, равное двум энергиям покоя мезона, Пауэлл принимает: 1) что нейтроны большей энергии быстро растрачивают энергию на генерацию мезонов и поэтому редко наблюдаются как источники ядерных расщеплений, и 2) что мезоны генерируются парами.

Ясно, что если $2\mu c^2$ есть порог для генерации одиночного мезона, имеется возможность объяснить факты без привлечения второго, столь далеко идущего предположения.

Получение конкретных формул для сечения вблизи порога в борновском приближении имеет мало смысла из-за большой величины констант взаимодействия. Однако мы можем оценить отношение числа заряженных мезонов к числу нейтральных мезонов. Рассмотрим систему нуклон – нуклон, учитывая только скалярные (нейтральные) ядерные силы (эти силы в теории Тамма играют решающую роль в нерелятивистской области). Мы можем рассматривать генерацию мезонов в процессе столкновения нуклонов как результат перехода в непрерывном спектре этой системы. Отвлечемся от различия констант взаимодействия при испускании скалярных и псевдоскалярных мезонов, а также от различия в учете свойств симметрии волновых функций в обоих случаях. Тогда искомое отношение задается отношением квадратов матричных элементов (25a) и (25b). В нерелятивистском приближении имеем (учитывая $\Delta p = k_1$):

$$\frac{1}{2} \mathbf{SS} V_{\text{nc}}^2 = \frac{k_1^2}{4M^2}, \quad (39a)$$

$$\frac{1}{2} \mathbf{SS} V_c^2 = 1. \quad (39b)$$

Поэтому при k_1 порядка μ мы имеем в несколько сот раз меньше заряженных мезонов, чем нейтральных.

В заключение я хочу выразить свою благодарность проф. И.Е. Тамму, который предложил мне тему этой работы и оказал большую помощь при ее выполнении.

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
9 января 1947г.

Литература

- [1] Ig. Tamm, Journ. of Phys. 9, 499 (1945).
- [2] Гейтлер, *Квантовая теория излучения*, ГТТИ, 1940.
- [3] E.L. Feinberg, Journ. of Phys. 5, 176 (1941).
- [4] F.S. Wang, Zs. f. Phys. 115, 7–12 (1940).
- [5] W.M. Powell, Phys. Rev. 69, (9–10), 385 (1946).

КОММЕНТАРИИ К СТАТЬЕ 9

1. А.Д. Сахаров (Coll, с. 164)

Генерация мезонов (при публикации ЖЭТФ, 1947, редакция изменила название – Генерация жесткой компоненты космических лучей).

Основная часть статьи устарела, т.к. относится к частной устаревшей модели теории элементарных частиц. В работе содержатся кинематические формулы для порогов генерации. Указано, что при генерации на нуклонах, входящих в состав ядра, пороги снижаются, и дана оценка вероятности процесса в добавочной области. Обсуждается процесс генерации

с поглощением двух фотонов из падающего излучения. В этой связи обсуждается рассеяние сильной электромагнитной волны на свободном электроны с удвоением частоты. Рассматривается поляризованная по кругу падающая волна частоты ω . При $\hbar\omega \ll mc^2$ допустимо классическое рассмотрение. Электрон совершает круговое движение с той же частотой и излучает электромагнитные волны с частотами ω , 2ω , 3ω ... и так далее, интенсивности которых находятся разложением излученного поля в ряд Фурье. Эти рассуждения по существу относятся к нелинейной оптике, получившей развитие в последующие годы.

2. А.Д.Сахаров (В-1, часть I, гл. 5, с. 110–111)

В 1945–1947 годах Игорь Евгеньевич разрабатывал выдвинутую им гипотезу о природе ядерных сил (сильных взаимодействий, в более современном словоупотреблении). Как теперь очевидно, это была преждевременная попытка, которая не могла быть удачной. Ведь даже пи-мезон, легчайший из мезонов, определяющий значительную часть ядерных взаимодействий при меньших энергиях, был открыт только к концу этого периода, и, естественно, его квантовые числа и изовекторная природа были неизвестны (я не разъясню в этой книге некоторые термины, пусть читатель не-физик извинит меня, рассматривая их как некие туманные и прекрасные образы). А вся очень хитрая механика сильных взаимодействий до конца не выяснена до сих пор, хотя каждое последующее десятилетие приносило удивительные экспериментальные открытия и глубокие теоретические идеи.

В специальной гипотезе Игоря Евгеньевича предполагалось существование заряженно-го псевдоскалярного мезона и нейтрального скалярного. Он предложил Пете Кунину произвести релятивистские – очень трудные – расчеты ядерных взаимодействий двух нуклонов (это собирательное название для протона и нейтрона), а мне дал тему – рождение мезонов. Так как модель имела мало общего с действительностью, то от наших работ почти ничего не осталось, у Пети – преодоленные им методические трудности. Что касается меня, то мой главный выигрыш был в том, что я освоил метод расчетов по нековариантной теории возмущений (по книге Гейтлера, именно тогда я с ней познакомился), тогда – до работ Фейнмана – это было вершиной науки, впоследствии мне эти навыки очень пригодились. В моей работе были некоторые моменты, сохранившие свое значение вне зависимости от конкретной формы модели И.Е. Тривиально, но важно – я вычислил (вероятно, далеко не первый) пороги рождения частиц в лабораторной системе отсчета (т.е. такой, в которой покоится нуклон мишени). Я также указал, что пороги сдвигаются в сторону меньших энергий, если учесть, что нуклоны связаны в ядре, и дал оценку сечений в этой расширенной области энергий налетающих частиц. Я рассмотрел процесс рождения частиц и рассеяния света в сильных полях. Это тогда не имело актуального практического значения, но представлялось поучительным теоретически. Теперь нелинейное рассеяние света наблюдают в лазерных пучках, это целая отрасль науки. Для меня тогда рассеяние света скорей имело иллюстративное значение. В работе приведен пример, когда теория особенно прозрачна – рассеяние на свободном электроны поляризованного по кругу света с удвоением частоты. Классически электрон движется по кругу, удвоенная частота соответствует квадрупольному излучению. (Удвоенная частота и другие «обертонны» возникают потому, что при конечном радиусе орбиты эффекты запаздывания делают сигнал не синусоидальным, это теория так называемого синхротронного излучения.) На квантовом языке – электрон поглощает два фотона и испускает один. Я сделал работу за несколько месяцев в 1946 году, а в 1947 г. она была опубликована в основном научном физическом журнале «Журнал экспериментальной и теоретической физики», сокращенно ЖЭТФ. Это была моя первая публикация. Радость была испорчена тем, что я уже понимал, что теория И.Е. не верна. Редакция при публикации заменила название «Генерация мезонов» на неточное «Генерация жесткой компоненты космических лучей»; И.Е. объяснил мне замену

так: – Даже Лаврентий Павлович (Берия) знает, что такое мезоны.

Я не думаю, что реально имелось в виду вмешательство самого Берии, он тут в этой фразе в качестве крайнего примера, но вполне можно было опасаться реакции «бдительных» людей меньшего ранга, достаточно опасных и автору, и редактору.

10. ВЛИЯНИЕ РАССЕЯНИЯ НА ИНТЕНСИВНОСТЬ ПУЧКА В СИНХРОТРОНЕ *

Результаты:

а) Ослабление пучка целиком обусловлено начальным периодом ускорения ($E \lesssim 1$ МэВ). Ослабление обусловлено в основном процессами однократного рассеяния на углы порядка «критических».

б) Дана расчетная формула для относительного ослабления интенсивности пучка (формула (14)).

§1. Дифференциальное и интегральное сечение рассеяния электрона в поле атома

В случае малых углов отклонения χ теория возмущения дает

$$d\sigma = \frac{p^2 d\Omega}{(2\pi)^2 v^2} \cdot \frac{1}{2} \mathbf{S} \mathbf{S} |V|^2 \approx \frac{4e^4 Z^2 p^2 d\Omega}{v^2 \left(p^2 \chi^2 + \frac{1}{a^2} \right)^2}. \quad (1)$$

Здесь положено $\hbar = c = 1$; $d\Omega = 2\pi \sin \chi d\chi$; p – импульс, v – скорость. При вычислении матричного элемента V экранированное электронами поле ядра аппроксимировано формулой

$$\frac{Ze^2 e^{-r/a}}{r}, \quad \text{где } a = a_0 Z^{-1/3} \approx 0,25 \cdot 10^{-8} \text{ см}. \quad (2)$$

В случае малых углов отклонения χ : $d\Omega \approx d\varphi d\psi$, где ψ и φ есть проекции угла отклонения в направлении осей r и z . Интегрирование (1) по полуплоскости $\varphi > \varphi_0$ дает

$$S_\Gamma = \int_{\varphi_0}^{\infty} d\varphi \int_{-\infty}^{+\infty} d\psi \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{2\pi a^2 e^4 Z^2}{v^2} \left(1 - \frac{pa\varphi_0}{\sqrt{1 + p^2 a^2 \varphi_0^2}} \right). \quad (3)$$

Полное сечение рассеяния равно

$$2S_\Gamma(0) = \frac{4\pi a^2 e^4 Z^2}{v^2} \sim \frac{1}{E - m}. \quad (3')$$

§2. Фазовое пространство. Критические углы

Точное решение задачи об ослаблении пучка требует нахождения функции распределения электронов $F(r, \theta_r, z, \theta_z)$ для каждого значения энергии E (здесь θ_r и θ_z означают проекции угла между направлением полета электрона и осью x на плоскости xr и xz). Совокупность переменных r, θ_r, z, θ_z определяет фазовое пространство.

Пределы изменения r и $z \pm \Delta_r$ и $\pm \Delta_z$ заданы размерами камеры. Найдем пределы изменения θ_z и θ_r (критические углы).

Уравнение «критической» траектории (касательной к стенке z) имеет вид

$$\left. \begin{aligned} z &= \Delta z \cos \omega_z t \\ \frac{dz}{dt} &= \omega_z R \end{aligned} \right\} . \quad (4)$$

Откуда:

$$\theta_z = \frac{dz}{dx} = \frac{\Delta z \omega_z}{\omega_0 R} \sin \omega_z t = \frac{\Delta z}{R} \frac{\omega_z}{\omega_0} \sqrt{1 - \left(\frac{z}{\Delta z}\right)^2} . \quad (5)$$

(4) и (5) описывают движение по «критическому» эллипсу в плоскости z, θ_z с полуосями Δz и $\theta_{z0} = \frac{\Delta z}{R} \frac{\omega_z}{\omega_0}$. Имеется также ряд дозволенных (некритических) фазовых траекторий с меньшими полуосями. При рассеянии электрон перескакивает с одной траектории на другую в направлении оси θ_z . Очевидно, если величина скачка превысит

$$\left. \begin{aligned} \varphi'_0 &= \theta_{0z} \sqrt{1 - \left(\frac{z}{\Delta z}\right)^2} - \theta_z && \text{в положительном направлении} \\ \varphi''_0 &= \theta_{0z} \sqrt{1 - \left(\frac{z}{\Delta z}\right)^2} + \theta_z && \text{в отрицательном направлении} \end{aligned} \right\} , \quad (6)$$

то электрон попадает на стенку z . Аналогично имеем критические углы и для отклонений в направлении r .

§3. Функция распределения

Функция распределения F зависит от энергии E или от пройденного электроном пути x , который мы будем считать пропорциональным E :

$$x = E \frac{dx}{dE} . \quad (7)$$

$F(x, r, \theta_r, z, \theta_z)$ удовлетворяет некоторому интегродифференциальному уравнению типа Смолуховского

$$\frac{dF}{dx} = D(x)F(x) + L(x)F(x) \equiv H(x)F(x)$$

D – дифференциальный оператор, описывающий адиабатическое уменьшение амплитуды колебаний электрона, связанное с ростом H .

L – интегральный оператор, учитывающий рассеяние. Оператор $H = D + L$ явно зависит от x и, более того, не имеет неизменной системы собственных функций. В связи с этим мы не можем использовать метод Фурье и вынуждены прибегнуть к приближенным методам оценки интересующей нас величины относительного ослабления пучка q

$$q(x) = \frac{\int \cdot F(x)}{\int \cdot F(0)}. \quad (8)$$

Здесь \cdot означает интегрирование функции распределения по $dr dz d\theta_r d\theta_z$.

Полная потеря числа электронов n на интервале dx выражается формулой

$$-dn = dx N \int \cdot F(x) \{S_{\Gamma}(\varphi'_{0z}) + S_{\Gamma}(\varphi''_{0z}) + S_{\Gamma}(\varphi'_{0r}) + S_{\Gamma}(\varphi''_{0r})\},$$

где N – есть число атомов остатков воздуха в единице объема, а S_{Γ} определено формулой (3).

Пренебрегая различием Δr и Δz , θ_{0r} и θ_{0z} , мы можем написать также

$$-dn = 4N dx \int \cdot F(x) S_{\Gamma}(\varphi'_{0z}).$$

На основании (8) имеем:

$$-\frac{dn}{n} = -\frac{dq}{q}.$$

Отсюда:

$$-\ln q = 4N \int dx \frac{\int \cdot F(x) S_{\Gamma}(\varphi'_{0z})}{\int \cdot F(x)}. \quad (9)$$

Вычисляя выражение (9) для типичных функций F , мы убеждаемся, что оно мало чувствительно к виду функции (это и значит, что основную роль играет однократное рассеяние на углы порядка критических). Поэтому законно заменить F удобной для вычислений аппроксимацией:

$$F \approx F_0 = A(x) \left\{ 1 - \left(\frac{z}{\Delta z} \right)^2 - \left(\frac{\theta_z}{\theta_{0z}} \right)^2 \right\} \left\{ 1 - \left(\frac{r}{\Delta r} \right)^2 - \left(\frac{\theta_r}{\theta_{0r}} \right)^2 \right\}. \quad (10)$$

При подстановке (10) в (9) множитель $A(x)$ сокращается и его можно не писать. Окончательно, обозначив

$$f = 1 - \left(\frac{z}{\Delta z} \right)^2 - \left(\frac{\theta_z}{\theta_{0z}} \right)^2,$$

имеем

$$-\ln q = 4N \frac{\int \int \int dx dz d\theta_z f S_{\Gamma}(\varphi'_{0z})}{\int \int dz d\theta_z f}. \quad (11)$$

Если не пренебрегать различием Δr и Δz , то можно получить аналогично

$$-\ln q = 2N \left\{ \frac{\int dx dz d\theta_z f_z S_{\Gamma}(\varphi'_{0z})}{\int dz d\theta_z f_z} + \frac{\int dx dr d\theta_r f_r S_{\Gamma}(\varphi'_{0r})}{\int dr d\theta_r f_r} \right\}. \quad (11')$$

§4. Оценка интегралов в формуле (11)

Заменяем интегрирование по x интегрированием по E согласно (7)

$$dx = dE \frac{dx}{dE}.$$

Далее нам необходимо учитывать два механизма рассеяния:

а) Рассеяние на неионизованных атомах с a , определенным формулой (2). Это рассеяние оказывается в основном «однократным», что оправдывает использование неточной функции (10).

б) Рассеяние на ионах, a порядка Δz . Это рассеяние оказывается в основном «многократным», но его роль мала по сравнению с а).

При вычислении интеграла (11) для случая а) интегрируем сначала по E от E_0 до ∞ , учитывая

$$\begin{aligned} \frac{dE}{v} = dp, \quad S_{\Gamma} &= \frac{c'}{v^2} \left(1 - \frac{pa\varphi_0}{\sqrt{1 + p^2 a^2 \varphi_0^2}} \right), \quad c' = 2\pi a^2 e^4 Z^2, \\ \frac{J}{c'} &= \int_{p_0}^{\infty} \frac{dp}{v} \left(1 - \frac{p\varphi_0 a}{\sqrt{1 + p^2 a^2 \varphi_0^2}} \right) = \int_{p_0}^{\infty} dp \left(\frac{1}{v} - 1 \right) + \\ &+ \int_{p_0}^{\infty} dp \left(1 - \frac{p\varphi_0 a}{\sqrt{1 + p^2 a^2 \varphi_0^2}} \right) - \int_{p_0}^{\infty} dp \left(\frac{1}{v} - 1 \right) \frac{pa\varphi_0}{\sqrt{1 + p^2 a^2 \varphi_0^2}}, \end{aligned} \quad (12)$$

$pa\varphi_0 < 1$ при $\frac{1}{v} - 1 \sim 1$. Поэтому последним членом можно пренебречь. Вычисление первых двух членов дает

$$\left. \begin{aligned} J &= c' L + \frac{\eta c'}{a\varphi_0} \\ L &= E_0 - p_0 + \frac{m}{2} \ln \frac{E_0 + m}{E_0 - m} \\ \eta &= \sqrt{1 + (p_0 a \varphi_0)^2} - p_0 a \varphi_0 \end{aligned} \right\}. \quad (13)$$

Подставляя в (11), имеем окончательно

$$-\ln q|_a = 4N \frac{dx}{dE} c' \left\{ L + \frac{16}{3\pi} \frac{\eta_0}{a\theta_{0z}} \right\}, \quad \text{где} \quad \begin{cases} \eta_0 = \sqrt{1 + (p_0 a \varphi_{0z})^2} - p_0 a \varphi_{0z} \\ c' = 2\pi a^2 e^4 Z^2 \\ L = E_0 - p_0 + \frac{m}{2} \ln \frac{E_0 + m}{E_0 - m} \end{cases} \quad (14)$$

(при вычислении интегралов мы считали $\eta(\varphi) = \eta_0(\theta_{0z})$).

В случае б) изложенный метод вычислений неприменим, так как $p_0 a \varphi_0 > 1$. Однако легко показать, что большая величина $p_0 a \varphi_0$ входит в окончательное выражение под знаком \ln , который меньше присутствующего в (14) фактора Z^2 .

Интегрируем (11) сначала по θ_z , получаем выражение вида

$$\frac{1}{\bar{\theta}} \left\{ \ln \frac{2\bar{\theta}}{\chi_0} - 2 \right\},$$

где $\pm \bar{\theta}$ означает пределы интегрирования, а χ_0 есть некоторый эффективный угол экранирования.

Далее, считая $\bar{\theta}$ под знаком \ln постоянной величиной, интегрируем по z и E . Имеем (N_i - число ионов)

$$-\ln q|_b = 4N_i \frac{dx}{dE} \frac{\pi e^4}{4\theta_{0z}^2 (E_0 - m)} \left\{ \ln(\Delta z p_0 \theta_{0z}) - \frac{3}{2} \right\}. \quad (15)$$

Оценки показывают, что эта величина, вообще говоря, меньше (14) (за исключением случая очень малой начальной энергии $E_0 - m$).

§5. Численная оценка по формулам (14) и (15) для двух конкретных случаев

Величина c' , входящая в (14), равна $1,1 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$ (\bar{Z}^2 положено = 53).

Положим для примера $N_0 = 10^{11} \text{ см}^{-3}$; $N_i/N_0 = 0,5$ (т.е. давление $1,5 \cdot 10^{-6}$ ртутного столба и степень ионизации - 1 заряд на молекулу). Положим $dx/dE = 3 \cdot 10^{10} \text{ см}/1000 \text{ МэВ} = 0,6 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$ (в единицах $c = \hbar = 1$).

Разберем два конкретных примера:

1-й случай:

$$E_0 - m = 200 \text{ кэВ};$$

$$\theta_{0z} = 0,01;$$

$$L = 1,8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-1};$$

$$\frac{16\eta_0}{3\pi a\theta_{0z}} = 7,5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-1};$$

$$-\ln q|_a = 2,4 \quad (\text{форм. (14)});$$

$$-\ln q|_b = 0,1 \quad (\text{форм. (15)});$$

2-й случай:

$$E_0 - m = 10 \text{ кэВ};$$

$$\theta_{0z} = 1/75;$$

$$L = 8,25 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-1};$$

$$\frac{16\eta_0}{3\pi a\theta_{0z}} = 5,1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-1};$$

$$-\ln q|_a = 3,5 \quad (\text{форм. (14)});$$

$$-\ln q|_b = 1,2 \quad (\text{форм. (15)}).$$

Выражение, даваемое формулой (14), действительно больше выражения, даваемого рассеянием на ионах, и слабо (логарифмически) зависит от начальной энергии E_0 . Последнее связано с ходом полного сечения в формуле (3'). При интегрировании $\frac{1}{E_0 - m}$ по E мы получаем $\ln \frac{1}{E_0 - m}$.

Заметим в заключение, что в большинстве случаев приходится иметь дело с более быстрым нарастанием энергии, чем в нашем примере, а влияние рассеяния соответственно меньше.

КОММЕНТАРИЙ К СТАТЬЕ 10

1. А.Н. Лебедев

Эта работа А.Д. Сахарова вряд ли предназначалась для широкой публикации. По стилю она представляет собой рабочий отчет, написанный для узкого круга специалистов в те времена, когда само название «синхротрон» мало что говорило читателю, не говоря уже о специфике динамики частиц в нем и, тем более, о конкретных проектах ускорительных установок. С этой точки зрения понятно отсутствие общей постановки задачи и ограничение ее только случаем электронов – ведь именно в те годы в ФИАНе запускались первые в стране электронные синхротроны. Да и целью работы была не общая теория рассеяния пучка в ускорителях, а конкретные оценки для сооружавшейся тогда установки.

Тем не менее, это одна из первых работ (а в условиях тогдашней секретности просто первая), где было четко сформулировано различие между многократным рассеянием, приводящим к диффузионным процессам в фазовом пространстве поперечного движения, и однократными потерями, которыми, собственно, и интересовался автор. Ключевым вопросом здесь было четкое физическое разделение случаев большого и малого параметра экранирования ($p_0 a \varphi_0$ в обозначениях автора), а также простой и изящный вывод аналитического выражения для потерь, пригодного для непосредственного технического расчета.

Хотя в дальнейшем А.Д. занимался совсем другими вопросами, интереса к ускорительной тематике он, по-видимому, не терял и существенно позднее даже выступил с красивой и радикальной идеей «взрывного» ускорителя однократного действия, которой, надо надеяться, еще предстоит детальная технико-экономическая проработка.

11. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОНА И ПОЗИТРОНА ПРИ РОЖДЕНИИ ПАР *

Изучено влияние взаимодействия компонент на дифференциальную вероятность образования пар.

1. При вычислениях вероятности образования пар никогда не учитывают взаимодействия компонент пар. Некоторые авторы (Гейтлер [1]) высказывают мнение о невозможности решить эту задачу в рамках теории «дырок».

*ЖЭТФ 18 631–635, (1948). В расширенном варианте материал этой работы вошел в кандидатскую диссертацию А.Д. Сахарова (см. Приложение I).

Наш метод основывается на следующих замечаниях:

а) Взаимодействие компонент существенно сказывается на дифференциальной вероятности лишь при малой относительной скорости компонент в конечном состоянии. Поэтому такое взаимодействие можно трактовать в системе центра тяжести электрона и позитрона как простое кулоновское взаимодействие e^2/r .

б) Это взаимодействие нельзя трактовать как возмущение, а необходимо учитывать при вычислении собственных функций электрон-позитронной системы, что видно из найденного нами поправочного фактора (8) для вероятности, в который заряд электрона входит существенно-трансцендентным образом.

2. Мы пользуемся ниже системой единиц, в которой положено: $\hbar = c = m$ (масса электрона) = 1.

Остальные обозначения: $e = 137^{-1/2}$ – заряд электрона, E_+ , E_- , p_+ , p_- – энергии и импульсы позитрона и электрона в «лабораторной» системе координат, k_+ , k_- – импульсы позитрона и электрона в той системе координат, в которой $k_+ \approx k_-$ (система центра тяжести), v – относительная скорость электрона и позитрона. Легко видеть, что

$$v = \sqrt{1 - (E_+ E_- - p_+ p_-)^{-2}} \approx \sqrt{p^2 \vartheta^2 + (|p_+| - |p_-|)^2 E^{-2}}. \quad (1)$$

Здесь ϑ – угол между электроном и позитроном; приближенная формула для v относится к случаю $v \ll p/E$ (т.е. $p_+ \rightarrow p_-$).

$\Psi_{p'_+, p'_-}(q)$ – волновая функция, описывающая электрон и позитрон, q – совокупность аргументов волновой функции; в обычной формулировке теории «дырок» это есть совокупность координат электронов всех занятых уровней.

Мы пользуемся такой системой собственных функций, которые на бесконечности координатного пространства электрона и позитрона переходят в плоские волны. Индексы p_+ и p_- суть импульсы, соответствующие этим плоским волнам (импульсы на бесконечности); $\Psi_0(q)$ – волновая функция, описывающая вакуум; V – матричный элемент перехода; \tilde{V} – матричный элемент, вычисленный без учета взаимодействия компонент. Вообще, значком \sim мы будем обозначать величины, вычисленные без учета взаимодействия компонент, в отличие от «точных» величин.

Искомый поправочный множитель для дифференциальной вероятности $d\omega$ равен

$$T = d\omega/d\tilde{\omega} = |V/\tilde{V}|^2. \quad (2)$$

3. При вычислениях по методу теории возмущений гамильтониан представляют в виде суммы двух слагаемых: $H = H_0 + H_1$. Первое слагаемое используется для вычисления собственных функций: $H_0\Psi = E_0\Psi$, а второе служит для вычисления матричного элемента. Для процессов первого порядка

$$V_{p'_+, p'_-} = \int \Psi_0^* H_1 \Psi_{p'_+, p'_-} dq. \quad (3)$$

(Процессам высшего порядка посвящен следующий параграф.) Мы будем считать взаимодействие компонент W включенным в H :

$$H_0 = \tilde{H}_0 + W .$$

Собственные функции Ψ оператора H являются линейной комбинацией собственных функций $\tilde{\Psi}$ оператора \tilde{H} . Имеем

$$\Psi_{\mathbf{p}'_+ \mathbf{p}'_-} = \int d^3\mathbf{p}_+ d^3\mathbf{p}_- (\mathbf{p}_+\mathbf{p}_- |c| \mathbf{p}'_+\mathbf{p}'_-) \tilde{\Psi}_{\mathbf{p}_+ \mathbf{p}_-} \quad (4)$$

(спиновые переменные опущены для краткости здесь и ниже). c есть некоторая унитарная сингулярная матрица, весьма близкая к δ -матрице. Действительно, в предельном случае $\epsilon \rightarrow 0$:

$$c \rightarrow \tilde{c} = \delta(\mathbf{p}_+ - \mathbf{p}'_+) \delta(\mathbf{p}_- - \mathbf{p}'_-) .$$

Точный вид c будет выяснен в дальнейшем.

Подставляя (4) в (3) и меняя порядок интегрирования по q и p , имеем

$$V_{\mathbf{p}'_+ \mathbf{p}'_-} = \int d^3\mathbf{p}_+ d^3\mathbf{p}_- (\mathbf{p}_+\mathbf{p}_- |c| \mathbf{p}'_+\mathbf{p}'_-) \tilde{V}_{\mathbf{p}_+ \mathbf{p}_-} . \quad (5)$$

В силу δ -образного характера c мы можем вынести \tilde{V} из-под знака интеграла и написать

$$J = V/\tilde{V} = \int d^3\mathbf{p}_+ d^3\mathbf{p}_- \cdot c . \quad (6)$$

Далее мы можем перейти в систему центра тяжести электрона и позитрона:

$$\mathbf{p}_+ \rightarrow \mathbf{k}_+ , \quad \mathbf{p}'_+ \rightarrow \mathbf{k}'_+ \text{ и т.д. } \mathbf{k}'_+ \approx -\mathbf{k}'_-$$

$$(\mathbf{k}_+\mathbf{k}_- |c_k| \mathbf{k}'_+\mathbf{k}'_-) = \sqrt{\lambda\lambda'} (\mathbf{p}_+\mathbf{p}_- |c| \mathbf{p}'_+\mathbf{p}'_-) .$$

Здесь $\lambda(\mathbf{p}_+, \mathbf{p}_-)$ и $\lambda'(\mathbf{p}'_+, \mathbf{p}'_-)$ суть якобианы преобразования, множитель $\sqrt{\lambda\lambda'}$ обеспечивает сохранение унитарности матрицы c :

$$\int d^6\mathbf{p} \cdot c^* c = \delta(\mathbf{p}'_+ - \mathbf{p}''_+) \delta(\mathbf{p}'_- - \mathbf{p}''_-) ,$$

$$\int d^6\mathbf{k} (\mathbf{k} |c_k^* | \mathbf{k}') (\mathbf{k} |c | \mathbf{k}'') = \delta(\mathbf{k}'_+ - \mathbf{k}''_+) \delta(\mathbf{k}'_- - \mathbf{k}''_-) .$$

При вычислении J [формула (6)] мы можем считать $\lambda' \approx \lambda$ (из-за δ -образного характера c) и написать

$$J = \int \lambda^{-1} c_k d^6\mathbf{p} = \int c_k d^6\mathbf{k} .$$

Наконец, мы можем осуществить преобразование Фурье

$$\int c_{\mathbf{k}} d^3 \mathbf{k} = (2\pi)^3 \langle 00 | c_{\mathbf{x}} | \mathbf{k}'_+ \mathbf{k}'_- \rangle. \quad (7)$$

Здесь $c_{\mathbf{x}}$ есть волновая функция в координатном пространстве электрона и позитрона, которая удовлетворяет (в нерелятивистском приближении) уравнению Шредингера

$$-\frac{1}{2}(\Delta_+ + \Delta_-)c_{\mathbf{x}} - (e^2/r)c_{\mathbf{x}} = \frac{1}{2}(\mathbf{k}'_+{}^2 - \mathbf{k}'_-{}^2)c_{\mathbf{x}}.$$

Вводим обычным образом относительные координаты и полученное уравнение с приведенной массой $1/2$ решаем разделением переменных в параболических координатах (ср. у Бете [2] решение задачи о рассеянии электрона). Имеем (нормировка на интервал $d^3 \mathbf{k}'_+ d^3 \mathbf{k}'_-$):

$$c_{\mathbf{x}} = \frac{F(i\varepsilon, 1, i(\mathbf{k}'_+ - \mathbf{k}'_-)(\mathbf{x}_+ - \mathbf{x}_-) + |\mathbf{k}'_+ - \mathbf{k}'_-||\mathbf{x}_+ - \mathbf{x}_-|)}{|F(i\varepsilon, 1, i\infty)|} \tilde{c}_{\mathbf{x}},$$

$$\tilde{c}_{\mathbf{x}} = (2\pi)^{-3} \exp i(\mathbf{k}'_+ \mathbf{x}_+ + \mathbf{k}'_- \mathbf{x}_-).$$

Здесь F – гипергеометрическая функция, $\varepsilon = e^2/v$, где v – относительная скорость электрона и позитрона в конечном состоянии (1), \mathbf{x}_+ , \mathbf{x}_- – радиус-векторы.

На основании (7) имеем

$$J = |F(i\varepsilon, 1, i\infty)|^{-1} = [2\pi\varepsilon / (1 - e^{-2\pi\varepsilon})]^{1/2}.$$

Наконец, на основании (2):

$$T = J^2 = 2\pi\varepsilon / (1 - e^{-2\pi\varepsilon}). \quad (8)$$

4. Обобщение этого вывода на процессы второго (и более высокого) порядка не составляет труда. Матричный элемент вычисляется в виде суммы (или интеграла, для общности) по так называемым промежуточным состояниям \mathbf{p}^i . Вместо (3) для процессов первого порядка, для процессов второго порядка имеем

$$V_{\mathbf{p}'} = \int d^3 \mathbf{p}_+^i d^3 \mathbf{p}_-^i \left\{ \int \Psi_0^* H_1 \Psi_i d\mathbf{q} \right\} \left\{ \int \Psi_i^* H_1 \Psi_{\mathbf{p}'} d\mathbf{q} \right\} \Delta_i^{-1}, \quad (9)$$

где Δ_i есть изменение энергии в промежуточном состоянии по сравнению с начальным. Конечная функция $\Psi_{\mathbf{p}'} = \Psi_{\mathbf{p}'_+ \mathbf{p}'_-}(q)$ входит в эту формулу линейно. Учет взаимодействия компонент пары в конечном состоянии проводится точно так же, как в случае процессов первого порядка, и приводит опять к (8).

Мы остановимся здесь на вопросе о влиянии взаимодействия компонент в промежуточном состоянии на дифференциальную вероятность. Уже без вычислений ясно, что точка обращения в нуль относительной скорости v^i в промежуточном состоянии не может быть особой точкой для поправочного фактора T (подобно тому, как такой особой точкой является точка обращения в нуль v в конечном состоянии). Дело в том, что относительная скорость v^i в промежуточном состоянии не есть релятивистски-инвариантная величина. Если $v^i = 0$ в одной системе отсчета, то в других системах отсчета она отлична от нуля.

Мы покажем на типичном примере, что взаимодействие в промежуточном состоянии вовсе несущественно. Рассмотрим образование пары квантом в поле ядра, т.е. слагаемое матричного элемента V , обусловленное цепочкой

$$p_\gamma \rightarrow p_+ + p_-^i \rightarrow p_+ + p_- + q ,$$

p_γ – импульс кванта, q – импульс, переданный ядру. Здесь $v^i = 0$ при $p_+ = p_\gamma/2$, релятивистская неинвариантность этого условия очевидна.

Имеем, подставляя (4) в (9):

$$V = \int dp_+^i dp_-^i \Delta_i^{-1} \left\{ \int \tilde{V}_1(p^1 | c | p^i) \delta(p_+^1 + p_-^1 - p_\gamma) dp^1 \right\} \times \\ \times \left\{ \int \tilde{V}_2(p^2 | c^* | p^i) \delta(p_+^2 - p_+) dp^2 \right\} .$$

Вынося медленно меняющиеся множители из-под знака интеграла, имеем $V = \bar{V} J$, где $\bar{V} = \bar{V}_1 \bar{V}_2 / \bar{\Delta}_i$, а

$$J = \int dp^i dp^1 dp^2 \delta(p_+^2 - p_+) \delta(p_+^1 + p_-^1 - p_\gamma) (p^1 | c | p^i) (p^2 | c^* | p^i) . \quad (10)$$

Матрица c содержит, в силу закона сохранения импульса, δ -образный множитель, который целесообразно выделить. Положим $p_+^i + p_-^i = p_\sigma^i$, $p_+^1 + p_-^1 = p_\sigma^1$ и т.д. Имеем

$$(p_+^1 p_-^1 | c | p_+^i p_-^i) = \delta(p_\sigma^1 - p_\sigma^i) (p_-^1 | d | p_-^i) , \quad (11)$$

где новая матрица d тоже унитарна:

$$\int dp_-^i (p_-^1 | d | p_-^i) (p_-^2 | d^* | p_-^i) = \delta(p_-^1 - p_-^2) . \quad (12)$$

Подставляя (11) в (10), находим

$$J = \int dp_-^i dp_-^1 (p_-^1 | d | p_-^i) (\bar{p}_-^2 | d^* | p_-^i) ,$$

что равно единице в силу (12). Итак, в том приближении, в котором построена вся теория (вынесение \tilde{V} и Δ из-под знака интеграла), взаимодействие в промежуточном состоянии действительно несущественно, что находится в согласии с требованиями инвариантности.

5. До сих пор мы пренебрегали спиновыми и релятивистскими эффектами. Повлияют ли они на наши результаты? Формула (5) сохраняется в точности, однако вид матрицы c несколько меняется, а при суммировании по спиновым переменным необходимо учитывать зависимость \tilde{V} от спинов. Последнее обстоятельство, однако, несущественно, так как спин сохраняется при кулоновском взаимодействии медленных частиц, а значит \tilde{V} можно вынести из-под знака суммирования по спинам.

Формулы (6) и (7) неприменимы, так как $(0, 0|c_x|)$ обращается в бесконечность. Вместо вынесения в (5) \tilde{V} из-под знака интеграла мы можем на основании известной теоремы преобразовать \tilde{V} и c по Фурье:

$$\int d^6 p \tilde{V}_p c_p = \int d^6 x V_x c_x. \quad (13)$$

Здесь V_x – некоторая δ -образная функция, размазанная на область пространства, ответственную за образование пар (в случае образования пар в результате ядерного перехода с запрещенным испусканием квантов начальный момент ядра $J = 0$; V_x соответствует колебаниям кулоновского потенциала; $V_x \neq 0$ внутри ядра; см. А.Сахаров [3], а также Оппенгеймер [4], Юкава и Саката [5]).

Функция c_x в (13) имеет «слабый» полюс степени порядка 137^{-2} (по аналогии с функцией одного электрона в кулоновском поле). Так как \tilde{V} размазано на область порядка размеров атомного ядра R или более, а c_x отлично от своего нерелятивистского значения в областях порядка электронного радиуса $r_0 \ll R$, то при вычислении (13) мы можем вместо точных значений c_x пользоваться ее нерелятивистским значением в начале координат. Приходим опять к (7).

6. Заметим, что область количественной применимости формулы (8) ограничена средними Z (заряд ядра) и релятивистскими скоростями электронов и позитронов в связи с «борновской» трактовкой кулоновского поля ядра. Напротив, относительная скорость компонент может быть сколь угодно малой, так как при трактовке взаимодействия мы не пользовались борновским приближением (в отличие от работы Рудницкого [6], посвященной явлению аннигиляции; конечно, наши результаты относятся также и к аннигиляции).

Данная работа представляет собой выдержку из диссертации автора. Считаю своим приятным долгом выразить глубокую благодарность моему руководителю проф. И.Е.Тамму.

Литература

- [1] Гейтлер, *Квантовая теория излучения*, М.-Л., ГТТИ, 1940.
- [2] Бете, *Квантовая механика простейших систем*, М.-Л., 1935.
- [3] Сахаров, диссертация. ФИАН, 1947 (см. ниже Приложение I).
- [4] Oppenheimer, *Phys. Rev.* **59**, 216 (A) (1941).
- [5] Yukawa, Sakata, *Proc. Phys.-Math. Soc. of Japan* **17**, 10 (1935).
- [6] Рудницкий, *ЖЭТФ* **7**, 1303 (1937).

КОММЕНТАРИЙ К СТАТЬЕ 11

1. Д.А. Киржниц

В работе, представляющей собой часть кандидатской диссертации, показано, что в процессе рождения электрон-позитронной пары учет кулоновского взаимодействия в конечном состоянии сводится к множителю J^2 (см. формулу (8) работы) в выражении для дифференциальной вероятности процесса. Этот множитель, равный отношению вероятности тесного сближения частиц при наличии и в отсутствие кулоновского взаимодействия, увеличивает вероятность процесса тем сильнее, чем меньше относительная скорость компонент пары.

Надежная экспериментальная проверка результата работы осуществлена лишь недавно [1] применительно к рождению пары $\pi^+ - \pi^-$ в реакции $p + Ta$ при энергии 70 ГэВ, причем соответствующий фактор J^2 достигал значения 6.

Сформулированный в работе способ учета кулоновского взаимодействия применим (при достаточном отличии J^2 от единицы) к любой реакции с парой заряженных частиц в конечном состоянии, если размеры области протекания реакции малы по сравнению с боровским радиусом, отвечающим приведенной массе продуктов реакции. Соответствующие примеры (не относящиеся к процессу рождения пар) приводились в литературе и до написания диссертации Сахарова (статьи Г.А. Гамова, Л.Д. Ландау и Я.А. Смородинского и др.). Отсутствие ссылок на эти статьи говорит в пользу того, что Сахаров пришел к обсуждаемым результатам своим путем.

Множитель, аналогичный J^2 , возникает и в задаче о взаимодействии двух частиц, если связывающий их потенциал состоит из двух слагаемых – коротко- и дальнедействующего – с сильно несоизмеримыми радиусами действия. В этом случае величина J^2 получается из решения уравнения Шредингера с дальнедействующим потенциалом [2].

Литература

- [1] *Сотрудничество ОИЯИ – ИФВЭ – ЕрФИ – МГУ – НИЯФ*, ЯФ **52**, 1046 (1990).
- [2] Д.А. Киржниц, Ф.М. Пеньков, *ЖЭТФ* **82**, 657 (1982).

12. КВАРКОВАЯ СТРУКТУРА И МАССЫ СИЛЬНОВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ЧАСТИЦ *

Совместно с Я.Б. Зельдовичем

Недавно обнаруженный в работах Гольдхаберов с сотрудниками [10] и Александра с сотрудниками [11] барионный резонанс с зарядом $3e$ требует для своего объяснения кварковой структуры 4 кварка + 1 антикварк ($4q, \bar{q}$). Выдвигается предположение, что подобная структура является «ведущей» (т.е. представлена в суперпозиции структур с максимальным весом) для всех барионов, включая барионы 56-плета, для которых минимальная по числу кварков структура есть $3q$. Исследуется возможность построения единой массовой формулы, линейной в массах мезонов и барионов; при этом спин-спиновое и аннигиляционное взаимодействие с участием странных кварков предполагается ослабленным в одинаковой степени для мезонов и барионов.

§1. Введение. Пространственная кварковая модель барионов

Кварковые модели сильновзаимодействующих частиц дали замечательно наглядное описание их свойств симметрии.

Обычно предполагается, что нижние 56 барионных состояний состоят каждое из трех кварков ($3q$). Состояние $3q$ симметрично в спин-унитарноспиновых переменных, а следовательно, антисимметрично в пространственных переменных, поскольку кварки (q) являются фермионами.

Антисимметричная функция трех пространственных переменных должна иметь весьма специальный характер.

Волновая функция должна обращаться в нуль при расположении $3q$ по углам равнобедренного треугольника. Зависимость такой функции от расстояний между кварками исследуется в работе [1]. Волновая функция притягивающихся частиц симметрична относительно пространственных переменных в нижнем энергетическом состоянии. Поэтому антисимметричный характер волновой функции кварков в барионах свидетельствует об их отталкивании, что делает непонятным сам факт стабильности барионов.

Выход из этой трудности, предложенный в работе [2], – предположение о существовании наряду с двухчастичными силами отталкивания трехчастичных сил притяжения («шестихвостка») – представляется нам неестественным.

Искусственной кажется также гипотеза (см., например, обзор [3]¹) о наличии в барионах, кроме кварков, еще специального «центра притяжения»; можно этому «центру» приписывать барионный заряд и электрический заряд $+2e$ или $-e$, кварки при этом обладают целыми зарядами и являются нестабильными, в отличие

* ЯФ 4 (2), 395–406 (1966).

¹ В этом популярном обзоре, в частности, содержатся ссылки на соображения Л.Б. Окуня об аннигиляционном взаимодействии в мезонах.

от варианта с дробными зарядами, где p -кварк стабилен и должен наблюдаться. С другой стороны, у теории с дробными зарядами, кроме большей естественности, имеются преимущества в описании магнитных моментов и электромагнитных разностей масс барионов.

Ниже развивается предположение, что барионы состоят каждый из 4 кварков и одного антикварка (\bar{q}), т.е. их состав $4q, \bar{q}$. Поскольку кварки – сильновзаимодействующие частицы и поляризуют вакуум, такое утверждение носит условный характер: физический барион должен быть суперпозицией состояний $(3q), (4q, \bar{q}), (5q, 2\bar{q})...$ Однако по примеру метода Тамма – Данкова будем предполагать, что одно из этих состояний, а именно $4q, \bar{q}$, представлено с наибольшей амплитудой, т.е. является ведущим и определяет основные свойства частицы.

В сущности предположение ² о том что взаимодействие между q в обычной схеме $(3q)$ осуществляется каким-то унитарно-нейтральным X -мезоном, почти эквивалентно нашей гипотезе.

Так как X -мезон поляризует вакуум и дает пару q, \bar{q} , то $3q + X = 3q + q\bar{q} = 4q, \bar{q}$. Отличие нашей гипотезы в том, что мы хотим считать состояние $4q, \bar{q}$ ведущим и все $4q$ (как из «барионных» $3q$, так и из мезонного $q\bar{q}$) рассматривать на равном основании, симметрично.

В модели $4q, \bar{q}$ можно предположить попарное («четырёхфермионное») взаимодействие – притяжение q, \bar{q} и отталкивание q, q . Тогда, естественно, объясняется, что нижние энергетические состояния соответствуют полностью антисимметричной пространственной волновой функции $4q$ и симметричной (по отношению к центру массы $4q$) волновой функции \bar{q} .

Такая функция допускает замечательную геометрическую интерпретацию. Нижние 4 функции в изотропном пространстве суть $S_{0,0}, P_{1,-1}, P_{1,0}, P_{1,1}$, где индексы обозначают l, m_z . Антисимметричная функция 4-х частиц есть детерминант, составленный из перечисленных 4-х функций (SP^3). В этом состоянии, очевидно, $L = 0$. Детерминант не изменится, если перейти от S - и P -функций к их линейным комбинациям, в качестве которых можно выбрать 4 направленных σ -функции. Эти функции вводятся в теорию валентности углерода; максимум волновой функции системы Ψ соответствует 4-м частицам, расположенным по углам правильного тетраэдра. При любых поворотах тетраэдра Ψ не изменяется (в соответствии с $L = 0$). Перестановка каждой пары частиц, соответствующая выворачиванию тетраэдра или переходу от празой к левой конфигурации (для 4-х разных по спине и унитарному спину частиц) меняет знак Ψ . Между тем $|\Psi|^2$ не меняется – правая и левая конфигурации равновероятны. При этом \bar{q} образует симметричную, не имеющую узлов волновую функцию (подобие S -волны) в тетраэдре, скрепляя расталкивающиеся q .

Симметрия тетраэдра не связана специально с предположением о том, что волновые функции кварков нерелятивистские. В релятивистской теории одной частицы со спином $1/2$ наряду с полным моментом частицы j существует точное

²Обсуждавшееся, в частности, в лекции Р. Пайса в Дубне осенью 1965 г.

квантовое число – четность $P = \pm 1$. Каждой комбинации j и P однозначно соответствует вполне определенное нерелятивистское значение l , например:

$$j = 1/2, P = 1, l = 0; j = 1/2, P = -1, l = 1 \text{ и т. д.}$$

Поэтому релятивизация теории меняет количественно расположение термов по сравнению с решениями уравнения Шредингера (в частности, вводит lS -связь, расщепляет $P_{1/2}$ и $P_{3/2}$). Однако и в релятивистской теории каждому терму можно приписать определенное l .

Симметрия тетраэдра не связана с предположением о нерелятивистском движении $4q$ в поле тяжелого остова или в самосогласованном поле, а лишь с точными квантовыми числами J и P . Тетраэдр является простейшим правильным многогранником в трехмерном пространстве. Это соображение выделяет комбинацию $4q, \bar{q}$ среди всех $mq, n\bar{q}$ и может рассматриваться как качественное объяснение того, что барионный заряд бариона в три раза больше барионного заряда кварка³.

Описанной выше волновой функции отвечают 756 зарядово-спиновых состояний ($756 = 6 \times 126$; 6 есть число возможных зарядово-спиновых состояний антикварка; 126 есть число различных состояний 4-х кварков с симметричной зарядово-спиновой функцией). Внутренняя четность всех этих состояний одинакова, а именно, равна $-i$, если четность кварка принять $+i$, т.е. такая же, как в случае модели $3q$.

Симметрия $SU(6)$ соответствует аннигиляционному взаимодействию $n\bar{n} \rightleftharpoons p\bar{p} \rightleftharpoons \lambda\bar{\lambda} \rightleftharpoons n\bar{n}$ в состоянии со спином 0. При этом выделяется известная группа 56 состояний, которые могут быть описаны моделью $3q$, поскольку в этих состояниях $q\bar{q}$ образуют $SU(6)$ -синглет. Остальные 700 состояний соответствуют другому неприводимому представлению группы $SU(6)$. В работе Гриффитса [4] методами теории симметрии рассмотрены все мультиплеты этого представления, соответствующие различным спинам ($J = 1/2, 3/2, 5/2$), изоспинам и странностям. Особенно подробно, с конкретными массовыми соотношениями, рассмотрен случай $J = 5/2$. В этой же работе цитируются некоторые более ранние работы [5–8].

³В работе [31] тот факт, что именно $3q$ (а не $2q$ или $4q, 5q, \dots$) образуют стабильную систему, связывается с зависимостью массы системы от числа q : после того, как nq образовали легкую систему, эта система уже не может присоединить следующий q именно потому, что она легкая. Само число $n = 3$ при этом не объясняется и в целом эта гипотеза не представляется убедительной. В этой работе, однако, правильно отмечено другое весьма существенное обстоятельство: необходимо, чтобы взаимодействие между двумя кварками описывалось не просто потенциалом, зависящим от расстояния между ними, но содержало бы обменные майорановские силы. Рассмотрим разные q_1 и q_2 . Взаимное отталкивание q_1 и q_2 обеспечит размещение их на большом расстоянии, но после этого останется возможность волновой функции, симметричной или антисимметричной относительно перестановки P_{12} . При любом $u(r_{12})$ симметричное состояние ниже; нужны обменные силы, чтобы в соответствии с тем, что мы знаем об октете и декуплете, нижнее состояние было полностью антисимметричным для любого набора $q_1, q_2 \dots$

Отметим, что в кварковых моделях, естественно, получается (см. [9]) бóльшая масса бариона со странностью +1 по сравнению с массой бариона со странностью 0 и вырождение по массам для 4-х пар мультиплетов при $J = 5/2$ (см. раздел 4).

Первоначально представление о модели $4q, \bar{q}$ возникло в связи с сообщениями о трехзарядном резонансе N^{+++} , распадающемся на $p + \pi^+ + \pi^+$ (см. [10,11]). Однако сейчас мы выдвигаем на обсуждение гипотезу о том, что все барионы имеют такую структуру (с оговорками и по соображениям, изложенным выше). Эта гипотеза имеет право на существование и в том случае, если в соответствии с предположениями, высказанными в [10], N^{+++} с $M = 1570$ МэВ есть не резонанс, а динамический максимум в рассеянии («enhancement»). Важнейшими задачами являются выяснение природы резонанса N^{+++} , его спина и четности, поиски других членов 700-плета, в частности, с $S = +1$ и $S = -4$.

Известные в настоящее время барионные резонансы с более высоким спином и отрицательной четностью не содержатся в 756-плете, их надо рассматривать как состояния с отличным от нуля орбитальным моментом. (Для мезонных резонансов подобное рассмотрение см., например, в [12], в кварковой модели для барионов см. работу [13].) Наряду с орбитальным возбуждением отдельных кварков возможно вращение тетраэдра как целого. Само собой разумеется, что при отсутствии строгой и полной теории кварковые модели могут только частично и грубо отражать отдельные свойства истинной ситуации; в частности, неизвестны массы свободных кварков, что имеет принципиальное значение в связи с отсутствием экспериментальных данных о существовании свободных кварков в диапазоне масс до 6–8 ГэВ. Простейшим применением кварковых моделей является изучение закономерностей, определяющих массы адронов, и классификация частиц; в следующих разделах обсуждаются массы мезонов 0 и 1, трехкварковая модель барионов 56-плета, массы барионов со спином 5/2. Литература по кварковым моделям весьма обширна. (Кроме уже цитированных работ см. [14–21].) Во многих из этих работ встречаются моменты, характерные для данного исследования (например, массовая формула для первой степени масс мезонов в [18,12,21] и др., вырождение по массам ρ и ω в [15,17] и др., нерелятивистское приближение для кварков в [14–16] и в остальных работах, смешивание изомультиплетов с одинаковыми значениями J, I, S во многих работах и т.д.). В работах, использующих теорию симметрии (например, [22–24]), для объяснения эффектов типа разности масс Σ, Λ вводятся квадратичные в спинах члены, зависящие от странности. Упомянем здесь также более старые работы, основанные на модели Сакаты (например, [25], где предвосхищен ряд результатов теории унитарной симметрии, а также работу [26], где предсказываются мезонные резонансы и метод их обнаружения из распределения продуктов реакции по инвариантным массам).

Теория строится в предположении, что масса изолированных индивидуальных кварков велика; также велика (по модулю) отрицательная энергия притяжения любой пары кварк – антикварк⁴, точнее – ее часть, не зависящая ни от спина,

⁴См. [1,7].

ни от сорта кварка; другими словами, a_0 в формуле (1) (см. ниже) есть малая разность больших величин.

В следующем разделе 2 мы рассматриваем мезоны 0 и 1. Найдена (для масс мезонов, а не для квадратов масс) массовая формула, которая согласуется с опытом не хуже известных ранее. Важнейшие выводы заключаются в следующем.

1) Спин-спиновое взаимодействие странных q и \bar{q} существенно слабее, чем нестранных: фактор ослабления равен $(K^* - K)/(\rho - \pi) \approx 0,58$ (число с учетом барионных масс см. ниже). 2) Аннигиляция $q\bar{q}$, как это всегда принимается, происходит лишь в состоянии со спином 0. Вклад аннигиляции в энергию положительный. Вклад в энергию аннигиляционного канала того же порядка, что и другие члены массовой формулы. Поэтому состав суперпозиций, образующих η - и X -мезоны, сильно отличается от того, который дает симметрия $SU(3)$.

В разделе 3 рассмотрены октет и декуплет барионов в трехкварковой модели. Измеренные массы хорошо согласуются с выводом, полученным при исследовании мезонов, о более слабом спин-спиновом взаимодействии странных кварков. Соответствующий коэффициент ослабления одинаков для мезонов и барионов

$$1 - \alpha = \frac{K^* - K}{\rho - \pi} = 1 - \frac{3}{2} \frac{\Sigma - \Lambda}{\Delta - N}.$$

Также совпадает разность масс кварков, вычисленная по массам мезонов и по массам барионов

$$b = \Lambda - N = \frac{3K^* + K}{4} - \frac{3\rho + \pi}{4}.$$

В разделе 4 рассматриваются некоторые простейшие следствия из кварковой модели и высказанной в этом разделе гипотезы в применении к другим членам 756-плета (массы для $J = 5/2$ и др.).

§2. Мезоны: модель q, \bar{q} и массовая формула

Для мезонов $0^-, 1^-$ (кроме «истинно-нейтральных» η и X , см. ниже) предлагается формула

$$m_0 = a_0 + b_0 \Sigma |S_i| + c_0 \mu_1 \mu_2, \quad (1)$$

где $\mu_i = (1 - \alpha S_i) \sigma_i$, S_i – странность i -й частицы ($S_i = 0$ для p, n ; $S_i = +1$ для $\bar{\lambda}$; $S_i = -1$ для λ)⁵. Эта формула соответствует предположению, что странный кварк λ тяжелее на величину b_0 по сравнению с нестранными p -, n -кварками или тому, что он по предположению слабее взаимодействует с ними; при этом члены a_0 и $b_0 \Sigma |S_i|$ описывают не зависящий от спина вклад в массу мезона. Член $c_0 \mu_1 \mu_2$ описывает спин-спиновое взаимодействие, равное $c_0 \sigma_1 \sigma_2$ для $p\bar{p}, n\bar{n}, p\bar{p}$; $c_0(1 - \alpha) \sigma_1 \sigma_2$ для $p\lambda, n\lambda$; $c_0(1 - \alpha)^2 \sigma_1 \sigma_2$ для $\lambda\bar{\lambda}$. Оптимальный подбор констант (с учетом барионных масс, см. ниже) $a_0 = 598$ МэВ, $b_0 = 180$ МэВ, $c_0 = 620$ МэВ, $\alpha = 0,42$.

⁵ Можно также написать $\frac{\alpha}{1-\alpha} = \frac{(\rho-\pi)-(K^*-K)}{K^*-K} = \frac{3}{2} \frac{\Sigma-\Lambda}{\Delta-N}$; это соотношение лишь множителем $3/2$ отличается от формулы (1) в работе [24], основанной на $SU(6)$; при этом авторы применяют свою формулу к квадратам масс, что приводит к расхождению с опытом.

Совпадение с наблюдаемыми массами π -, K -, p -, K^* -, ω -, φ -мезонов показано в табл. 1.

Таблица 1

Постоянные: $a_0 = 598$ МэВ, $b_0 = 180$ МэВ, $c_0 = 620$ МэВ, $\alpha_0 = 0,42$
 $a_1 = 1083$ МэВ, $b_1 = 180$ МэВ, $c_1 = 207$ МэВ, $\alpha_1 = 0,42$

Частица	$\Sigma S_i $	Π_{00}	$\Pi_{0\lambda}$	$\Pi_{\lambda\lambda}$	$m_{\text{теор}}$	$m_{\text{эксп}}$
π	0	-3/4			133	137
ρ	0	+1/4			753	750
K	1		-3/4		490	494
K^*	1		+1/4		868	890
ω	0	1/4			753	780
φ	2			1/4	1010	1020
N	0	-3/4			928	939
Δ	0	+3/4			1238	1238
Σ	1	1/4	-1		1195	1193
Λ	1	-3/4			1108	1115
Ξ	2		-1	1/4	1340	1317
Y	1	1/4	1/2		1375	1385
Ξ^*	2		1/2	1/4	1520	1530
Ω	3			3/4	1675	1675

Рассматривая η и $X(0^-, I = 0)$, учтем аннигиляционный канал, вводя в гамильтониан четырехчастичное взаимодействие вида

$$H_a = d_0 f_i f_k. \quad (2)$$

Здесь $f_i = 1$ для пары обычных кварков и $f_i = (1 - \beta)$ для пары странных кварков.

В формуле (2) для краткости опущены множители, зависящие от спинов, которые обращают H_a в нуль для векторных мезонов (в согласии с тем, что массы ρ, ω, φ удовлетворяют формуле (1)). Полный гамильтониан запишем в виде суммы матричных операторов в представлении, в котором базисные векторы суть всевозможные пары $q\bar{q}$ (9 пар)

$$H = H_a + H_b. \quad (3)$$

Здесь H_b есть «диагональный» оператор, описываемый формулой (1), а H_a есть оператор, у которого отличны от нуля девять элементов, соответствующих трем

истинно-нейтральным парам $n\bar{n}$, $p\bar{p}$, $\lambda\bar{\lambda}$ в состоянии со спином 0:

$$H_a = d_0 \begin{vmatrix} 1 & 1 & 1 - \beta \\ 1 & 1 & 1 - \beta \\ 1 - \beta & 1 - \beta & (1 - \beta)^2 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} p\bar{p} \\ n\bar{n} \\ \lambda\bar{\lambda} \end{vmatrix} \quad (4)$$

Из трех нейтральных пар $n\bar{n}$, $p\bar{p}$, $\lambda\bar{\lambda}$ необходимо построить линейные комбинации, являющиеся собственными векторами $H_b + H_a$. При этом сразу отщепляется комбинация $(1/\sqrt{2})(p\bar{p} - n\bar{n}) = \pi^0$, для которой $H_a \pi = 0$, входящая в изотриплет π^0, π^\pm . Две других комбинации дают состояния η - и X -мезонов.

Зная H_b и экспериментальные массы η и X , находим константы

$$d_0 = 580 \text{ МэВ}, \quad \beta = 0,75; \quad (5)$$

при этом коэффициенты в суперпозициях имеют следующие значения:

$$\eta = (0,54p\bar{p} + 0,54n\bar{n} - 0,65\lambda\bar{\lambda}), \quad (5a)$$

$$X = (0,46p\bar{p} + 0,46n\bar{n} + 0,76\lambda\bar{\lambda}).$$

Ситуацию для η - и X -мезонов интересно сравнить с предсказаниями $SU(3)$ - или $SU(6)$ -симметрий. В теориях симметрии предполагается, что $\alpha, \beta \ll 1, b \ll d_0$, при этом доминирует аннигиляционный канал, симметричный по трем парам, и в результате отщепляется синглет

$$X = \frac{1}{\sqrt{3}}(p\bar{p} + n\bar{n} + \lambda\bar{\lambda}). \quad (6)$$

Изоскалярный член $SU(3)$ -октета, η^0 -мезон, при точном соблюдении $SU(3)$ имел бы состав

$$\eta = \left(\frac{1}{\sqrt{6}}p\bar{p} + \frac{1}{\sqrt{6}}n\bar{n} - \sqrt{\frac{2}{3}}\lambda\bar{\lambda} \right) = (0,41p\bar{p} + 0,41n\bar{n} - 0,82\lambda\bar{\lambda}).$$

Предложенный выше состав сильно отличается от ожидаемого в $SU(3)$ -симметрии.

Массовые формулы Гелл-Манна – Окубо соответствуют диагональным матричным элементам взаимодействия, нарушающего $SU(3)$, и соответствуют вычислению поправок по невозмущенным волновым функциям.

При рассмотрении состояний ω -, φ -, η - и X -мезонов мы учитываем не малое изменение волновых функций при смешивании. С этой точки зрения хорошее согласие формулы Гелл-Манна – Окубо для квадрата массы η^0 -мезона является случайностью – их формула не учитывает изменения волновой функции.

В соответствии с нашими предположениями $a_0 = 2M_q - U_{12}$. Здесь U_{12} – величина типа H_b , т.е. не вызывает превращений одних частиц в другие.

Все члены в формуле (1), т.е. a_0, b_0, c_0, d_0 суть величины одного порядка и каждый член мал по сравнению с M_q и U_{12} . Поэтому взаимодействия, нарушающие $SU(3)$, меняют структуру (волновую функцию) частиц лишь для истинно нейтральных пар $q\bar{q}$.

Наконец, рассмотрим кардинальный вопрос о природе взаимодействия кварков между собой. Его можно описывать либо как четырехфермионное, либо по неувядающему образу электродинамики – как взаимодействие через некое мезонное поле. Как H_b , так и H_a могут быть описаны с помощью нейтрального поля.

Вид H_a требует псевдоскалярного или аксиального мезонного поля M (замечание Л.Б. Окуня). При этом, если M имел бы массу больше массы рассматриваемых π^- , η^- , X - мезонов, то из общих принципов аннигиляционный канал снижал бы энергию $SU(3)$ -синглета по сравнению с членами октета. Таким образом, в мезонном описании взаимодействия кварков есть определенная трудность. Либо надо вернуться к четырехфермионному взаимодействию кварков, в котором знак константы может быть любым, либо надо выделить мезон M , осуществляющий взаимодействие, необычными свойствами. Нужно предположить, что масса M мала (равна нулю, например), но при этом возникает та трудность, что подобные частицы, несомненно, не наблюдаются в свободном состоянии.

В заключение параграфа отметим один общий вывод: взаимодействие странного кварка λ (спиновое и аннигиляционное) меньше, чем у p -, n -кварков.

Отсюда должно следовать подавление каналов реакций, в которых меняется число пар $\lambda\bar{\lambda}$, например, $\pi^+ + p = K^+ + \Sigma^+$ ($p\bar{n} + ppn = p\bar{\lambda} + pp\lambda$) или $p + \bar{p} = \varphi + n\pi$ по сравнению с $p + p = \omega + n\pi$. Такое подавление отмечалось ранее. В работе [27] предлагалось его объяснение в рамках теории симметрии⁶.

С нашей точки зрения, здесь играет роль именно заметное нарушение симметрии, каковым является отличие взаимодействия λ -кварков от взаимодействия p -, n -кварков.

§3. Барионы: модель $3q$ и массовая формула

Применим массовую формулу вида (1) к барионам (октету и декуплету), рассматривая их как системы, состоящие из $3q$, с полностью симметричной спинунитарноспиновой волновой функцией

$$m_1 = a_1 + b_1 \Sigma |S_n| + c_1 \Sigma \mu_n \mu_m, \quad (7)$$

$$\mu_n = (1 - \alpha_1 S_n) \sigma_n.$$

Здесь суммирование произведено по $n, m = 1, 2, 3, n > m$; обозначения аналогичны формуле (1). В декуплете полный спин равен $3/2$, откуда следует, что все

⁶ В работе [25] тот же вопрос рассматривался в модели Сакаги.

попарные произведения спинов $\sigma_i \sigma_j$ имеют максимальное значение $+1/4$ – такое же, как при сложении двух спинов, равных $1/2$, в триплет.

В октете полный спин $1/2$; два одинаковых кварка в силу антисимметрии по принципу Паули и антисимметрии орбитальной волновой функции находятся обязательно в симметричном спиновом состоянии, т.е. в состоянии триплета – полный спин 1 . Отсюда, например, для $\Sigma^+ = pp\lambda$ следует $\overline{\sigma_{p_1} \sigma_{p_2}} = 1/4$, $\overline{\sigma_\lambda \sigma_{p_1}} = \overline{\sigma_\lambda \sigma_{p_2}} = -1/2$. С помощью изотопического поворота получим для $\Sigma^0 = (pn\lambda)$, $\overline{\sigma_\lambda \sigma_p} = \overline{\sigma_\lambda \sigma_n} = -1/2$. Напротив, $\Lambda^0 = pn\lambda$ содержит синглет $[pn]$, откуда $\overline{\sigma_p \sigma_n} = -3/4$, $\overline{\sigma_\lambda \sigma_p} = \overline{\sigma_\lambda \sigma_n} = 0$. Записав

$$\Sigma \mu_n \mu_m = \Pi_{00} + (1 - \alpha) \Pi_{0\lambda} + (1 - \alpha)^2 \Pi_{\lambda\lambda},$$

выражаем массу через «структурные» коэффициенты Π , приведенные в табл. 1 (очевидно, $\Pi = \Pi_{00} + \Pi_{0\lambda} + \Pi_{\lambda\lambda} = -3/4$ для октета и $+3/4$ – для декуплета; $J(J+1) = 3 \cdot 3/4 + 2\Pi$). Перемешивание состояний Σ^0 и Λ^0 происходит лишь в том порядке, в котором нарушается изотопическая инвариантность, нарушения только $SU(3)$ и $SU(6)$ недостаточно.

Выбираем следующие значения констант $a_1 = 1083$, $b_1 = 180$, $c_1 = 207$, $\alpha_1 = 0, 42$. Совпадение вычисленных масс с измеренными дано в табл. 1

Сравним константы в формулах (1) и (7). Различие $a_1 \neq a_0$ вполне естественно. Равенство $b_1 = b_0$ говорит в пользу интерпретации этого члена как отличия массы λ от массы p, n (а не различия главного взаимодействия U) – именно в этом случае получим аддитивную постоянную в $\Sigma|S|$, не зависящую от орбитальной волновой функции.

Различие $c_1 \neq c_0$ естественно, поскольку взаимодействие между спинами зависит от орбитальных волновых функций, грубо говоря, от среднего расстояния между кварками, которое в мезоне и в барионе может быть существенно различным, в мезоне q и \bar{q} находятся в S -состоянии относительно друг друга, т.е. «соприкасаются»

$$\varphi(r_{12} = 0) \neq 0.$$

В барионе антисимметрия орбитальной волновой функции относительно перестановки кварков означает, что каждая пара кварков в P -состоянии относительно друг друга и $\Psi(r_{12} = 0) = 0$. Поэтому вполне естественно, что $c_1 = 207$ в три раза меньше $c_0 = 620$ МэВ.

Нужно особенно подчеркнуть, что удастся удовлетворительно описать мезоны и барионы выражениями с одинаковым $\alpha, \alpha_0 = \alpha_1$. Это представляет собой реальное подтверждение всей предлагаемой схемы. Общее число независимых постоянных, описывающих 8 барионов и 6 «неаннигилирующих» мезонов, равно 6.

Для барионов формула (7) для каждого мультиплета в отдельности по структуре мало отличается от формулы Гелл-Манна – Окубо. Это естественно, поскольку «структура» барионов однозначно определена; нарушения $SU(3)$ не меняют структуры (в отличие от ситуации для φ -, ω - или η -, X -мезонов). Точно формулу

Гелл-Манна – Окубо мы получили бы, заменяя $(1 - \alpha)^2$ для $\lambda\lambda$ взаимодействия на $1 - 2\alpha$, т.е. в пределе при $\alpha \ll 1$.

§4. Классификация состояний и массы в модели $4q, \bar{q}$ при $L = 0$

Четыре кварка образуют 126 состояний с симметричной спиново-унитарноспиновой функцией (6 состояний типа $AAAA$, 30 – типа $AAAB$, 15 – типа $AABB$, 60 – типа $AABC$, 15 – типа $ABCD$); один антикварк имеет 6 состояний \bar{A} , итого: $6 \times 126 = 756$ состояний. Этим состояниям соответствуют представления 56 и 700 группы $SU(6)$; содержание этих двух представлений при классификации по J -спину и $SU(3)$ хорошо известно (см. [4], [28], [29])

$$56 = 10(4) + 8(2),$$

$$700 = 35(6 + 4) + 27(4 + 2) + 10(6 + 4 + 2) + 10^*(2) + 8(4 + 2).$$

Распадение 756 состояний на представление 700 и 56 (последнее содержит $SU(3)$ -октет со спином $J = 1/2$ и $SU(3)$ -декуплет со спином $J = 3/2$) имеет место лишь при наличии $SU(6)$ -симметрии; при нарушении $SU(6)$ -симметрии происходит смешивание 56-плета с некоторыми мультиплетами 700-плета, но все же можно предполагать, что 56 состояний выделены по массе, а именно они (см. раздел 1) образуют нижние состояния.

Трудность этой схемы, возможно, состоит в том, что для мезонов аннигиляционное взаимодействие увеличивало массу η - и X -мезонов, т.е. соответствовало отталкиванию q и \bar{q} . В барионах наша гипотеза требует, чтобы хотя бы один октет и один декуплет с аннигиляционным взаимодействием лежали ниже тех состояний, у которых нет аннигиляционного взаимодействия. Проверка совместимости этой гипотезы с другими фактами о свойствах адронов возможна лишь при накоплении дальнейшей информации о барионных резонансах.

При классификации состояний считаем, что изоспин представляет собой хорошее квантовое число, но унитарный спин может не иметь определенного значения в том же смысле, как в случае мезонов (φ и ω , η и X в разделе 2).

Сначала можно построить все $SU(3)$ -представления, соответствующие модели $4q, \bar{q}$ с полностью симметричной спиново-унитарноспиновой функцией $4q$. При этом мы считаем, что происходит смешивание мультиплетов, принадлежащих разным $SU(3)$ - и даже разным $SU(6)$ -представлениям с одинаковым пространственным и изотопическим спином. В силу этого нарушаются предсказания, сделанные в [9] на основе формулы Гелл-Манна – Окубо.

В табл. 2 дана сводка всех изомultiплетов для различных значений странности S (по строкам), пространственного спина J (по столбцам). В каждой клетке даны значения I , показатель степени дает кратность соответствующих мультиплетов, если эта кратность больше 1.

Масса барионов, которые не содержат одноименного кварка и антикварка, а также массы барионов, полученных из них изотопическим (но не унитарным) поворотом, должны описываться простыми формулами типа (1), (7); массы

Таблица 2

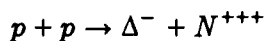
S	$J = 5/2$	$J = 3/2$	$J = 1/2$
+1	2	2,1	1,0
0	$(5/2), (3/2)^2$	$(5/2), (3/2)^4, (1/2)^2$	$(3/2)^2, (1/2)^4$
-1	$2, 1^2$	$2^2, 1^5, 0^2$	$2, 1^5, 0^2$
-2	$(3/2), (1/2)^2$	$(3/2)^2, (1/2)^5$	$(3/2)^2, (1/2)^4$
-3	$1, 0^2$	$1^2, 0^3$	1, 0
-4	1/2	1/2	-

остальных барионов должны описываться уравнениями типа (4); однако численные значения констант, входящих в эти формулы и уравнения, пока еще не определены.

Весьма желательно получение дополнительных сведений о барионных резонансах 700-плета.

Особый интерес представляет выяснение спина и четности резонанса $p\pi^+\pi^+$ с массой 1570 МэВ [10,11]. Согласно нашей гипотезе четность должна совпадать с четностью для 56-плета, а J -спин может быть равен 3/2 или 5/2. Действительно, кварковый состав $p\pi^+\pi^+$ есть $pprrr\bar{p}$, четыре одинаковых кварка имеют параллельные спины, т.е. суммарный их спин $J = 2$, а с добавлением антикварка $J = 2 \pm 1/2$ (см. табл. 2).

Найденная в [11] угловая зависимость выхода резонанса N^{+++} в с.с.м. не противоречит формуле $\sigma \sim \cos^2\theta$. Если это так, то реакция



идет в p -волне в начальном и конечном состоянии и четность N^{+++} (с учетом положительной четности Δ^-) действительно положительна. Отсутствие заметной S -волны при этом исключает значение спина N , равное 3/2, т.е. спин N^{+++} равен 5/2. Конечно, все эти выводы нуждаются в уточнении.

В Приложении рассматривается вопрос о соотношении каналов в реакциях образования резонансов с пространственным спином $J = 5/2$. Это рассмотрение тоже, по-видимому, не противоречит выводу о $J = 5/2$ резонанса 1570 МэВ.

Возможно ли такое расположение масс, при котором частица с $I = 5/2$, $J = 5/2$ имеет меньшую массу, чем частица с $I = 5/2$, $J = 3/2$? На первый взгляд это представляется странным, но можно вспомнить (см., например, [30]), что спин-спиновое взаимодействие, осуществляемое псевдоскалярными полями,

имеет различный знак при различном расстоянии между взаимодействующими фермионами. В нерелятивистском приближении потенциал взаимодействия равен

$$U = \text{const} \cdot (\sigma_1 \sigma_2) \left\{ \frac{\kappa^2 \exp(-\kappa r)}{4\pi r} - \delta(r) \right\}.$$

Мы должны предположить, что N^{+++} есть настолько плотное образование, что в нем, в отличие от мезонов, знак спин-спинового взаимодействия определяется контактным членом (фактически «размазанным» на область, определяемую массой кварка).

Формула типа (7) для модели $4q, \bar{q}$ имеет вид

$$m = a_2 + b_2 \Sigma |S_i| + c_2 \Sigma \mu_n \mu_m + c_3 \mu_0 \Sigma \mu_n + H_a, \quad (8)$$

здесь H_a – аннигиляционный оператор; $\mu_0 = (1 - \alpha_2 S_0) \sigma_0$ относится к антикварку, $\mu_1 \dots \mu_4$ определено, как в (7), индексы $n, m = 1, \dots, 4$ относятся к кваркам. Особенно прост случай $J = 5/2$ ($\sigma_0 \sigma_n = \sigma_m \sigma_n = 1/4$, аннигиляционный член H_a равен 0 по аналогии с мезоном 1^- – в обоих случаях спины кварков параллельны). Случай $J = 5/2$ в рамках $SU(6)$ -симметрии рассмотрен в [4]. Однако рассмотрение в кварковой модели подкупает своей простотой. Из формулы (8) следует, что массы определяются лишь странностью антикварка и числом странных кварков и, следовательно, совпадают массы для 4-х пар мультиплетов ($I = 5/2$ и один из двух мультиплетов $I = 3/2$ при $S = 0$ и аналогично для $S = -1, -2, -3$). Эта ситуация вполне аналогична ситуации с ρ - и ω -мезонами.

Заимствуя параметры $b = 180$ МэВ и $\alpha = 0,42$ из табл. 1 и принимая, что найденный в [10,11] резонанс $p\pi^+\pi^+$ имеет спин $J = 5/2$, находим остальные 9 масс (табл. 3). Постоянные c_2 и c_3 неизвестны, следует предполагать $c_3 < 0$ и $c_2 \approx 200$ МэВ. Заметим (в дополнение к таблице), что масса частицы с зарядом $+3e$, нулевой странностью и J -спином $3/2$ составит $1570 - 2, 5c_3$.

Наблюдение некоторых из частиц 756-плета затруднено их высоким унитарным спином; например, в рассеянии $K^+ + p$ не может проявиться резонанс, соответствующий $J = 5/2$, так как этот резонанс имеет изотопспин $I = 2$.

Выводы

Гипотеза о структуре барионов $4q, \bar{q}$ объясняет в рамках кварковой модели стабильность барионов, дает возможность предсказать ряд свойств барионного 756-плета. Массовая формула для мезонов и барионов может быть построена единым образом (линейно по массам), если принять, что спин-спиновое и аннигиляционное взаимодействие ослаблено для странных кварков.

Пользуемся случаем выразить благодарность за дискуссии Б.Л. Иоффе, Л.Б. Окуню и В.М. Шехтеру (эти дискуссии отнюдь не носили характер безоговорочного одобрения работы).

Таблица 3

I	S	m			I	S	m		
$\bar{q} = \bar{n}$ или \bar{p}					$\bar{q} = \bar{\lambda}$				
5/2, 3/2	0	1570			2	+1	1750		-0,42 c_3
2, 1	-1	1750	-0,32	$c_2 - 0,105 c_3$	3/2	0	1930	-0,32	$c_2 - 0,48 c_3$
3/2, 1/2	-2	1930	-0,585	$c_2 - 0,21 c_3$	1	-1	2110	-0,585	$c_2 - 0,541 c_3$
1, 0	-3	2110	-0,81	$c_2 - 0,315 c_3$	1/2	-2	2290	-0,81	$c_2 - 0,602 c_3$
1/2	-4	2290	-1,0	$c_2 - 0,42 c_3$	0	-3	2470	-1,0	$c_2 - 0,637 c_3$

Таблица 4

Каналы	a	$a + b$
$N\pi^- + p\pi^+\pi^+$	0,5	0,5
$p\pi^- + p\pi^+\pi^0$	0,08	0,109
$p\pi^- + N\pi^+\pi^+$	0,02	0,002
$p\pi^0 + p\pi^+\pi^-$	0,02	0,042
$N\pi^+ + p\pi^+\pi^-$	0,01	0,021
$p\pi^+ + p\pi^0\pi^-$	0,02	0,08
$p\pi^+ + N\pi^+\pi^-$	0,01	0,001

Приложение

В табл. 4 в столбце a приведены теоретические [11] относительные выходы для 7 каналов реакции $p + p$ с образованием резонанса $I = 5/2$ (распадающегося на три частицы). Отношение выходов двух первых реакций согласно таблице составляет 0,16. На опыте найдено $0,6 \pm 0,35$ (см. [11]). Если J -спин резонанса 1570 МэВ равен $5/2$, то согласно разделу 4 эту же массу имеют частицы изомультиплета с $J = 5/2, I = 3/2$. Для всех реакций, кроме первой, необходимо учитывать суперпозицию амплитуд с $I = 5/2$ и $I = 3/2$

$$\Psi = a\Psi_{5/2} + b\Psi_{3/2}.$$

Отношение коэффициентов a и b мы определяем из кварковой модели, рассматривая, например, кварковый состав компоненты амплитуды Ψ , соответствующей следующим квантовым числам. Начальное состояние $L = 1, J = 1, I = 1, m$ (проекция J -спина) = 1, μ (проекция I -спина) = 1; конечное состояние $L = 1$; при этом двухчастичное состояние: $I_2 = J_2 = 3/2, m_2 = -3/2, \mu_2 = +3/2$, трехчастичное состояние: $J_1 = 5/2, m_1 = +5/2, \mu_1 = -1/2$. Суперпозиция для $I_1 = 5/2$ и $I_1 = 3/2$.

Принимая сохранение спина кварков, находим, что трехчастичный резонанс должен иметь состав $ppp\bar{p}$ (без примеси $ppn\bar{n}$), что имеет место при $b/a = 1/3$. С этим соотношением вычислены относительные выходы семи реакций в последнем столбце табл. 4 ($a + b$).

Поступила в редакцию

19 января 1966 г.

Примечание при корректуре (20 июня 1966 г.). В дискуссии на летней школе в Балатоне (Венгрия) Р. Соколофф (Беркли, США) развивал гипотезу об аддитивности полных сечений при большой энергии. Сравнение сечения мезон-нуклон с сечениями нуклон-нуклон и антинуклон-нуклон говорит в пользу модели барионов $3q$ и против модели $4q, \bar{q}$. С другой стороны, эти данные согласуются с выводом, сделанным в §§2 и 3 о более слабом взаимодействии странного кварка.

Литература

- [1] G. Morpurgo, C. Becchi, Phys. Lett. 17, 352 (1965).
- [2] T.K. Kuo, L.A. Radicati, Phys. Rev. B 139, 746 (1965).
- [3] Я.Б. Зельдович, УФН 86, 303 (1965).
- [4] R. Griffith, Phys. Rev. B 139, 667 (1965).
- [5] R. Dashen, D. Sharp, Phys. Rev. B 138, 223 (1965).
- [6] E. Abors, L. Balázs, Y. Hara, Phys. Rev. B 136, 1382 (1964).
- [7] R. Dashen, S. Frautschi, Phys. Rev. B 137, 1318 (1965).
- [8] H. Harari, H. Lipkin, Phys. Rev. Lett. 13, 345 (1964).
- [9] Я.Б. Зельдович, Письма ЖЭТФ 2, 340 1965.
- [10] G. Goldhaber, S. Goldhaber, T. O'Holloran, B.C. Shew, Report of proc. of 12 Intel. Conf. on High Energy Physics, Dubna (1964).
- [11] G. Alexander, O. Benary, B. Reuter, A. Shapira, E. Simopoulou, G. Yekutieli, Phys. Rev. Lett. 15, 207 (1965).
- [12] В.В. Анисович, Письма ЖЭТФ 2, 554 (1965).
- [13] R.O. Hill, Nuovo Cim. 39, 1197 (1965).
- [14] M. Gell-Mann, Phys. Lett. 8, 214 (1964).
- [15] G. Zweig, Preprint 8182/TH-401, 8419/TH-412, CERN (1964).
- [16] Н.Н. Боголюбов, Б.В. Струминский, А.Н. Тавхелидзе, Препринт Д-1968, Дубна (1965).
- [17] F. Gursey, T.D. Lee, N. Nauenberg, Phys. Rev. B 135, 1467 (1964).
- [18] F. Duimio, A. Scotti, Phys. Rev. Lett. 14, 926 (1965).
- [19] P.G.O. Freund, B.W. Lee, Phys. Rev. Lett. 13, 592 (1964).
- [20] P.G.O. Freund, Nuovo Cim. 39, 769 (1965).
- [21] Я.И. Азимов, В.В. Анисович, А.А. Ансельм, Г.С. Данилов, И.Г. Дятлов, ЯФ 2, 83 (1965).
- [22] T. Kuo, T. Yao, Phys. Rev. Lett. 13, 415 (1964).
- [23] B. Beg, V. Singh, Phys. Rev. Lett. 13, 418 (1964).
- [24] H. Harari, H. Lipkin, Phys. Rev. Lett. 14, 570 (1965).
- [25] Л.Б. Окунь, ЖЭТФ 34, 468 (1958).
- [26] Я.Б. Зельдович, ЖЭТФ 34, 1964 (1958).
- [27] H. Lipkin, Phys. Rev. Lett. 13, 590 (1964).
- [28] J.G. Carter, J.J. Coyne, S. Meshkov, Phys. Rev. Lett. 14, 523 (1965).
- [29] G.L. Cook, Martaza, Nuovo Cim. 39, 531 (1965).
- [30] Г. Бете, Ф. Гофман, Мезоны и поля, т. II, ИИЛ, М., 1957.
- [31] G. Morpurgo, Phys. Lett. 20, 684 (1966).

13. МАССОВАЯ ФОРМУЛА ДЛЯ МЕЗОНОВ И БАРИОНОВ С УЧЕТОМ ШАРМА *

Массовая формула для мезонов и барионов, предложенная ранее Я.Б.Зельдовичем и автором, применена к частицам, обладающим шармом.

Недавнее открытие векторной частицы ψ с массой 3,105 ГэВ и аномально малой шириной адронных распадов и интерпретация ее как состоящей из шарм-кварков [1], делают особенно необходимым всесторонний анализ следствий из гипотезы о существовании четвертого кварка. В этой статье мы делаем попытку дать оценку масс мезонов и барионов, обладающих шармом, с помощью предложенной ранее Я.Б.Зельдовичем и автором массовой формулы [2]. Эта формула основана на «наивной» модели нерелятивистских кварков и записывается единообразно для мезонов и барионов, а именно аддитивно по массам:

$$M = \delta + \Sigma m_q + b \Sigma \xi_i \xi_k (\sigma_i \sigma_k) = a + \Sigma (m_\lambda - m_0) |s| + \Sigma (m_\chi - m_0) |c| + b \Sigma \xi_i \xi_k (\sigma_i \sigma_k). \quad (1)$$

Здесь s – странность, c – аналогичное новое аддитивное квантовое число, которое мы в соответствии с традицией называем «шарм», равное разности числа шарм-кварков и антикварков χ и $\bar{\chi}$. m_q – масса кварка, $m_q = m_0$ для «обычных» кварков p и n – O -кварков. δ, b, a – константы, различные для мезонов и барионов. Последний член описывает спин-спиновое взаимодействие кварков. σ_i – спин i -го кварка. ξ_i – коэффициент ослабления спин-спинового взаимодействия, $\xi_\chi < \xi_\lambda < \xi_0 = 1$.

Оказывается, что постоянная ξ_λ и разность $m_\lambda - m_0$ приблизительно одинаковы для барионов и мезонов. Для мезонов $\xi_\lambda = (K^* - K)/(\rho - \pi) = 0,645$,

$$m_\lambda - m_0 = \frac{1}{4}(3K^* + K) - \frac{1}{4}(3\rho + \pi) = 194 \text{ МэВ.}$$

Для барионов

$$\xi_\lambda = 1 - \frac{3 \Sigma - \Lambda}{2 \Delta - N} = 0,61, \quad m_\lambda - m_0 = \Lambda - N = 176 \text{ МэВ.}$$

Эти совпадения, возможно, свидетельствуют о наличии физического смысла в формуле (1).

Для определения постоянных, относящихся к шарм-кварку, мы пока располагаем лишь знанием массы ψ . Считаем эту частицу состоящей из $\chi\bar{\chi}$, пренебрегая смешиванием с парами $\lambda\bar{\lambda}$ и $O\bar{O}$. Делаем дополнительное предположение, связывающее постоянные ξ с массами кварков:

$$\xi_\lambda = \frac{m_0}{m_\lambda}, \quad \xi_\chi = \frac{m_0}{m_\chi}, \quad \text{т.е.} \quad \xi_\lambda^{-1} = 1 + \frac{m_\chi - m_0}{m_\lambda - m_0} (\xi_\lambda^{-1} - 1). \quad (2)$$

* Письма в ЖЭТФ 21 (9), 554–557 (1975).

Входящие в (1) постоянные определяются тем самым достаточно однозначным образом.

Для численных оценок примем также, что разности $m_\chi - m_0$ различны для мезонов и барионов и находятся в том же отношении, что разности $m_\lambda - m_0$. Окончательно имеем систему постоянных:

для мезонов:

$$\begin{aligned} a &= 597 \text{ МэВ}, \\ b &= 613 \text{ МэВ}, \\ m_\lambda - m_0 &= 194 \text{ МэВ}, \\ m_\chi - m_0 &= 1250,5 \text{ МэВ}, \\ \xi_\lambda &= 0,645, \\ \xi_\chi &= 0,216. \end{aligned}$$

для барионов:

$$\begin{aligned} a &= 1088,5 \text{ МэВ}, \\ b &= 200,0 \text{ МэВ}, \\ m_\lambda - m_0 &= 176 \text{ МэВ}, \\ m_\chi - m_0 &= 1140 \text{ МэВ}, \\ \xi_\lambda &= 0,61, \\ \xi_\chi &= 0,195. \end{aligned}$$

Поясним, как вычисляется третий член формулы (1), на примере барионов, содержащих три разных кварка O, λ, χ . Оператор $H_{\sigma\sigma}$ (где $A = b\xi_1\xi_2$ и т.д.)

$$H_{\sigma\sigma} = A(\sigma_1\sigma_2) + B(\sigma_2\sigma_3) + C(\sigma_3\sigma_1)$$

имеет собственные значения

$$E_1 = \frac{A + B + C}{4} \quad (\text{спин } 3/2)$$

$$E_{2,3} = -\frac{A + B + C}{4} \pm \frac{1}{2} \sqrt{A^2 + B^2 + C^2 - AB - BC - CA} \quad (\text{спин } 1/2)^1.$$

Собственные значения для спина 1/2 найдены из двумерного секулярного уравнения, которое легко составляется, если учесть, что три оператора $(\sigma_1\sigma_2)$, $(\sigma_2\sigma_3)$, $(\sigma_3\sigma_1)$ имеют одинаковые собственные значения и получаются друг из друга поворотом на угол 120° в двумерной плоскости.

Трем собственным значениям соответствуют три частицы Ξ'_c , Ξ''_c , Ξ^*_c (изодублеты) в табл.3. Остальные случаи еще проще.

Массы мезонов π , ρ , K , K^* , ψ и барионов N , Δ , Σ , Λ при принятой системе постоянных удовлетворены тождественно. Для мезона φ и барионов Σ^* , Ξ , Ξ^* , Ω формула (1) дает значения масс, которые очень близки к экспериментальным (табл. 1).

В табл. 2 сведены предсказания формулы (1) для мезонов, содержащих один или два шарм-кварка, а в табл. 3 - для барионов, содержащих 1, 2 или 3 шарм-кварка.

¹В оригинальной публикации перед корнем опущен множитель 1/2. См. авторскую поправку в статье 14. - Прим. ред.

Таблица 1

	φ	Σ^*	Ξ	Ξ^*	Ω
Формула	1049	1375,5	1337	1520	1672
Эксперимент	1020	1385	1317	1530	1675

Таблица 2

J	$O\bar{\chi}, \bar{O}\chi$	$\lambda\bar{\chi}, \bar{\lambda}\chi$	$\chi\bar{\chi}$
0	1748,5	1977,5	3076
1	1880,5	2062,5	-

Таблица 3

J	$OO\chi$		$O\lambda\chi$			$\lambda\lambda\chi$	$O\chi\chi$	$\lambda\chi\chi$	$\chi\chi\chi$
	Σ_c, Σ_c^*	Λ_c	Ξ'_c	Ξ_c^*	Ξ''_c	Ω_c	N_{cc}	Ω_{cc}	Ω_{ccc}
1/2	2239,5	2078	2313		2404	2575	3331,5	3522,5	-
3/2	2298	-		2450,5		2611	3390	3559,0	4514

Заметим, что предсказанная по линейной массовой формуле (1) масса псевдоскалярного мезона $O\bar{\chi}$ (назовем его K_c) такова, что возможен распад $\psi' \rightarrow K_c + \bar{K}_c$, здесь ψ' – второй векторный мезон с аномально-малой шириной адронных распадов, масса которого 3,7 ГэВ. В настоящее время такие распады не обнаружены. Предсказанная масса псевдоскалярного мезона $\chi\bar{\chi}$ вычислена без учета смешивания с χ и η .

Таким образом, с помощью линейной формулы предсказаны массы 5 мезонов и 13 барионов.

Я выражаю благодарность сотрудникам теоретического отдела ФИАН за обсуждение этой работы.

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
11 апреля 1975

Литература

- [1] Ref, TH 1964 - CERN, 6 December 1974.
[2] Я.Б.Зельдович, А.Д.Сахаров. ЯФ 4, 395 (1966).

14. МАССОВАЯ ФОРМУЛА ДЛЯ МЕЗОНОВ И БАРИОНОВ *

В полуэмпирической формуле для масс мезонов и барионов, предложенной Я.Б.Зельдовичем и автором, число независимых параметров уменьшено с использованием соображений хромодинамики. Следствия сравниваются с опытом. Дана сводка новых предсказаний.

Я.Б. Зельдовичем и автором была предложена полуэмпирическая формула, единообразно описывающая массы мезонов и барионов с волновой функцией кварков в нижнем s -состоянии [1,2]¹. Вариант формулы с минимальным числом независимых параметров запишем для мезонов:

$$M = \delta_M + m_1 + m_2 + b \frac{m_0^2}{m_1 m_2} \sigma_1 \sigma_2 \quad (1)$$

и для барионов:

$$M = \delta_B + m_1 + m_2 + m_3 + \frac{b}{3} \left[\frac{m_0^2}{m_1 m_2} \sigma_1 \sigma_2 + \frac{m_0^2}{m_2 m_3} \sigma_2 \sigma_3 + \frac{m_0^2}{m_3 m_1} \sigma_3 \sigma_1 \right]; \quad (2)$$

здесь δ_M, δ_B, b – параметры размерности массы; m_i – массы кварков. Ниже обозначено: m_0 – масса обычного кварка u или d ; m_s и m_c – массы странного и очарованного кварков. Итого – шесть параметров.

Последний член в (1)-(2) – спин-спиновое взаимодействие кварков, $\sigma_i \sigma_j$ – скалярное произведение векторов спина кварков; $\sigma_1 \sigma_2 = -3/4, +1/4$ соответственно для псевдоскалярных и векторных мезонов. При полном спине бариона $J = 3/2$

$$\sigma_1 \sigma_2 = \sigma_2 \sigma_3 = \sigma_3 \sigma_1 = 1/4.$$

При полном спине бариона $J = 1/2$, если барион содержит два одинаковых кварка q_2, q_3 ,

$$\sigma_2 \sigma_3 = 1/4, \quad \sigma_1 \sigma_2 = \sigma_1 \sigma_3 = -1/2.$$

Если же барион содержит три различных кварка, то собственные значения оператора спин-спинового взаимодействия

$$H_{\sigma\sigma} = A\sigma_1\sigma_2 + B\sigma_2\sigma_3 + C\sigma_3\sigma_1$$

равны

$$h_{1/2} = -1/4(A + B + C) \pm 2^{-3/2} [(A - B)^2 + (B - C)^2 + (C - A)^2]^{1/2}, \quad (3)$$

$$h_{3/2} = (+1/4)(A + B + C).$$

*ЖЭТФ 78, 2112–2115 (1980).

¹В [1] наряду с линейной массовой формулой обсуждается также модель строения бариона из четырех кварков и антикварка, не представляющая сейчас интереса.

Эти собственные значения могут быть найдены непосредственным решением секулярного уравнения восьмого порядка. Ранее [2] был указан простой прием для выделения секулярного уравнения второго порядка для нахождения $h_{1/2}$. Рассмотрим двумерное пространство, соответствующее спину $1/2$ и определенной проекции. Двумерные операторы $\sigma_i \sigma_j$ имеют собственные значения $-1/4 \pm 1/2$ и получаются друг из друга поворотом базиса на 120° (из соображений симметрии). Если один из них диагонален в некотором базисе

$$\alpha = -\frac{1}{4} + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix},$$

то два других в том же базисе:

$$\beta = -\frac{1}{4} + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} -\frac{1}{2} & \frac{\sqrt{3}}{2} \\ \frac{\sqrt{3}}{2} & \frac{1}{2} \end{pmatrix}, \quad \gamma = -\frac{1}{4} + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} -\frac{1}{2} & -\frac{\sqrt{3}}{2} \\ -\frac{\sqrt{3}}{2} & \frac{1}{2} \end{pmatrix}.$$

Величины $h_{1/2}$ суть собственные значения матрицы

$$H'_{\sigma\sigma} = \alpha A + \beta B + \gamma C.$$

Формула (3) описывает массы изодублетных барионов состава (o, c, s) , где o – «обычный» кварк, а также (при $C = B$) массы Σ, Λ и Σ_c, Λ_c . Заметим, что в [2] в соответствующей формуле по ошибке опущен множитель $1/2$ перед корнем, но численные значения вычислены правильно.

Спин-спиновое взаимодействие в (1), (2) интерпретируется как взаимодействие магнитноподобных глюонных моментов, пропорциональных $g/2m$, по аналогии с обычным дираковским магнитным моментом; g – постоянная взаимодействия. Конечно, большая величина радиационных и вакуумных поправок делает эту интерпретацию несколько условной (сравни [3]). Эмпирический множитель $1/3$ в (2) может быть объяснен следующим образом. Спин-спиновое взаимодействие пропорционально $(g_1 g_2)/V$, где V – эффективный объем адрона, а $(g_1 g_2)$ – скалярное произведение векторов цветного заряда в двумерном зарядовом пространстве. Принимаем, что эффективные объемы бариона и мезона относятся как $3 : 2$ в соответствии с числом кварков. В случае мезона скалярное произведение зарядовых векторов кварка и антикварка равно $-g^2$. Зарядовые векторы входящих в состав бариона кварков трех разных цветов расположены в зарядовом пространстве под углом 120° . Скалярные произведения равны $g^2 \cos 120^\circ = -g^2/2$. Таким образом, скалярные произведения зарядов относятся для бариона и мезона, как $1/2 : 1$. Собирая множители, имеем $2/3 \cdot 1/2 = 1/3$.

Из (1), (2) следуют соотношения, связывающие разности масс барионов и мезонов. Они удовлетворительно выполняются на опыте (см. [4-6]):

$$\frac{\Delta - N}{\rho - \pi} = \frac{1}{2} \quad (\text{на опыте } 0,46), \quad (4a)$$

$$\frac{\Sigma^* - \Sigma}{K^* - K} = \frac{1}{2} \quad (\text{на опыте } 0,48), \quad (4б)$$

$$\frac{K^* - K}{\rho - \pi} + \frac{3 \Sigma - \Lambda}{2 \Delta - N} = 1 \quad (\text{на опыте } 1,02), \quad (4в)$$

$$\frac{D^* - D}{\rho - \pi} + \frac{3 \Sigma_c - \Lambda_c}{2 \Delta - N} = 1 \quad (\text{на опыте } 1,08), \quad (4г)$$

$$m_s - m_o = \frac{1}{4}(3K^* + K) - \frac{1}{4}(3\rho + \pi) = \Lambda - N \quad (\text{на опыте } 179 \approx 177), \quad (4д)$$

$$m_c - m_o = \frac{1}{4}(3D^* + D) - \frac{1}{4}(3\rho + \pi) = \Lambda_c - N \quad (\text{на опыте } 1356 \approx 1318). \quad (4е)$$

Наличие фактора $1/2$ в выражении спин-спинового взаимодействия кварков в барионе может быть проверено без использования отношения адронных объемов, если обратиться к электромагнитным разностям масс (см. следующую статью [7]). Заменяя для мезонов $-g^2 \rightarrow -g^2 + e_1 e_2$ и для барионов $-g^2/2 \rightarrow -g^2/2 + e_i e_j$, имеем

$$\frac{D_0^* - D_0}{D_+^* - D_+} = \frac{\Sigma_+^* - \Sigma_+}{\Sigma_-^* - \Sigma_-} = \frac{m_d}{m_u} + \frac{2 e^2}{3 g^2},$$

на опыте

$$1 + (1,79 \pm 1,45) \cdot 10^{-2} \approx 1 + (2,03 \pm 0,67)^{-2}. \quad (4ж)$$

Приняв для параметров формул (1)-(2) значения

$$m_o = 285, \quad m_s = 463, \quad m_c = 1621; \quad \delta_M = 40, \quad \delta_B = 230, \quad b = 615,$$

находим массы адронов, приведенные ниже вместе с экспериментальными значениями. Для мезонов

	π	ρ	ω	K	K^*	φ	D	D^*	ψ
Формула:	149	764	764	504	882,5	1024	1865	1973	3287
Опыт:	138	773	783	494	892	1020	1865	2005	3105

и для барионов

	N	Δ	Σ	Λ	Σ^*	Ξ	Ξ^*	Ω	Σ_c	Λ_c
Формула:	931	1239	1188	1109	1377	1335	1524	1677	2436	2267
Опыт:	939	1232	1193	1116	1385	1318	1533	1672	2425	2257

В [2] были использованы формулы с большим числом параметров, чем в (1), (2), а именно:

$$M = a + \sum (m_s - m_o)|s| + \sum (m_c - m_o)|c| + b \sum \xi_i \xi_j \sigma_i \sigma_j \quad (5)$$

с различными параметрами для мезонов и барионов. Предсказанные в [2] разности масс $D^* - D = 132$ МэВ и $\Sigma_c - \Lambda_c = 161,5$ МэВ подтвердились на опыте: соответственно 140 и 168 МэВ, см. [5,6]. Однако абсолютные значения масс оказались значительно выше предсказанных.

Наилучшее описание масс D, D^*, Λ_c (но не ψ) требует некоторого изменения постоянных в [2], а именно: для мезонов

$$a = 614, \quad b = 635, \quad m_s - m_o = 179, \quad m_c - m_o = 1356, \\ \xi_s = 0,626, \quad \xi_c = 0,22,$$

а для барионов

$$a = 1085,5, \quad b = 195,5, \quad m_s - m_o = 177, \\ m_c - m_o = 1318, \quad \xi_s = 0,605, \quad \xi_c = 0,178$$

(ξ_c для барионов определено как $m_o/m_c = 285/(285 + 1318)$).

С этими постоянными ожидаемые массы мезонов $s\bar{c}$ и $c\bar{s}$ равны 2083 при $J = 0$ и 2171 при $J = 1$. Разность масс $\psi - \eta''$ (векторной и псевдоскалярной частиц состава $c\bar{c}$) без учета смешивания с η, η' равна 31 МэВ.

Массы барионов оказываются равными:

	$ooc(\Lambda_c \Sigma_c)$	$osc(\Xi_c)$	$ssc(\Omega_c)$	$occ(N_{cc})$	$scc(\Omega_{cc})$	$ccc(\Omega_{ccc})$
$J = 1/2$:	2257/2417,5	2491,5/2582,5	2754	3688,5	3879	-
$J = 3/2$:	2469,5	2624	2786	3740,5	3910,5	5044

Экспериментальное значение массы Σ_c равно $\Sigma_c = 2425$ МэВ. Если определить

$$\xi_c = 1 - \frac{3 \Sigma_c - \Lambda_c}{2 \Delta - N} = 0,14,$$

то вычисленная разность масс $\Xi_c'' - \Xi_c'$ несколько возрастает:

$$\Xi_c'' - \Xi_c' = \frac{b}{2^{1/2}} [(\xi_s - \xi_c)^2 + (\xi_s - \xi_s \xi_c)^2 + (\xi_c - \xi_c \xi_s)^2]^{1/2} = \\ = \begin{cases} 91 \text{ МэВ} & \text{при } \xi_c = 0,178 \\ 96,7 \text{ МэВ} & \text{при } \xi_c = 0,14 \end{cases}$$

Автор выражает благодарность участникам семинара Теоретического отдела ФИАН за обсуждение.

Литература

- [1] Я.Б. Зельдович, А.Д. Сахаров, ЯФ 4, 395 (1966).
- [2] А.Д. Сахаров, Письма в ЖЭТФ 21, 554 (1975).
- [3] J. Supirstein, Цветной магнитный момент кварка, SLAC – PUB-2352, июнь 1979.
- [4] Review of particle properties, in: Rev. Mod. Phys. 48, Part II, 2 (1976).
- [5] C. Goldhaber et al, Phys. Rev. Lett. 37, 255 (1976).
- [6] C. Baltay et al, Phys. Rev. Lett. 47, 26, 1721 (1979).
- [7] А.Д. Сахаров, ЖЭТФ 79, 350 (1980).

КОММЕНТАРИЙ К СТАТЬЕ 14

1. Авторское примечание при публикации статьи 14 в Coll (апрель 1980 г.; обратный перевод с английского)

В 1966 году Зельдович и я предложили линейную массовую формулу, единым образом описывающую мезоны и барионы. Это было время увлечения SU_3 , основанной на триплете u, d и s кварков. В вышеупомянутой работе была представлена гипотеза динамической природы разницы масс $\Sigma - \Lambda$ за счет спин-спинового взаимодействия oo кварков («обычных») и os кварков («обычных» со «странными» кварками). В то время это было довольно оригинальное предположение, т.к. оно шло вразрез с «симметричной» философией тех дней. В работах 1975 года и в настоящей работе (1979) эти идеи развиты далее. Таким образом, элементарное полукачественное динамическое объяснение спектра масс адронов завершено. Этот подход не может заменить более полных вычислений, но является хорошим дополнением к ним. Я хотел бы обратить особое внимание на формулу (3), которая описывает расщепление масс Ξ'_c, Ξ''_c, Ξ^*_c барионов (состава o, s, c) и ее очень простой вывод.

15. ОЦЕНКА ПОСТОЯННОЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КВАРКОВ С ГЛЮОННЫМ ПОЛЕМ *

Предложена простая оценка величины эффективной постоянной взаимодействия кварков с глюонным полем, основанная на рассмотрении зависимости разностей масс адронов одинакового состава от электрического заряда. Из сравнения разностей масс $\rho_+ - \pi_+$ и $\rho_0 - \pi_0$ найдено $g^2/4\pi = 0,255^{+0,08}_{-0,05}$. Рассмотрение разностей масс для D -мезонов и Σ -барионов приводит к приблизительно согласующимся между собой, но большим, чем для системы $\rho - \pi$, значениям: $g^2/4\pi = 0,368^{+0,16}_{-0,08}$. Совпадение результатов для D и Σ можно рассматривать как подтверждение использованного при оценках предположения о ранге цветной группы.

В этой заметке делается попытка определить эффективную постоянную кварк-глюонного взаимодействия в адронах (точнее, ее отношение к постоянной электромагнитного взаимодействия) из рассмотрения зависимости разностей масс

*ЖЭТФ 79, вып.2(8), 350–353 (1980)

адронов одинакового состава от электрического заряда. Этот способ дает лишь весьма приближенную оценку, но представляет, по нашему мнению, некоторый интерес своей простотой. Сравнение результатов, полученных для мезонов и барионов, дает возможность проверить предположение о ранге цветной группы (равном $r = 2$ для группы SU_3^c). Исходим из линейной массовой формулы для мезонов и барионов, предложенной ранее Зельдовичем и автором [1], обобщив ее с учетом электромагнитных эффектов. Расщепление масс адронов одинакового состава¹, согласно [1,2], описывается спин-спиновым взаимодействием кварков $H_{\sigma\sigma}$, которое мы интерпретируем как взаимодействие глюонных магнитоподобных моментов кварков $g/2m$, g – эффективная постоянная взаимодействия кварков с глюонами, m – масса кварка.

Эта интерпретация подтверждается тем, что введенные в [1,2] эмпирические коэффициенты ξ ослабления взаимодействия для s - и c -кварков с удовлетворительной точностью (10%) обратно пропорциональны массам кварков. Для мезонов без учета электромагнитных эффектов

$$H_{\sigma\sigma} = \frac{Cg^2}{V_M m_1 m_2} \sigma_1 \sigma_2, \quad (1)$$

$\sigma_1 \sigma_2$ – скалярное произведение спинов кварков, V_M – эффективный объем мезона, $V_M^{-1} \sim |\psi(0)|^2$, C – постоянная. Для барионов имеем аналогичное выражение из трех членов, в котором необходимо учесть дополнительный множитель $1/2$, следующий из свойств цветной группы. Цветной заряд для предполагаемой группы симметрии SU_3^c ранга $r = 2$ является двумерным вектором. Скалярное произведение зарядовых векторов кварка и антикварка в мезоне равно $-g^2$; в барионе зарядовые векторы кварков разных цветов расположены под углом 120° в зарядовом пространстве, их скалярное произведение равно $-\frac{1}{2}g^2$.

Имеем для бариона (V_B – эффективный объем бариона)

$$H_{\sigma\sigma} = \frac{Cg^2}{2V_B} \left(\frac{\sigma_1 \sigma_2}{m_1 m_2} + \frac{\sigma_2 \sigma_3}{m_2 m_3} + \frac{\sigma_3 \sigma_1}{m_3 m_1} \right). \quad (2)$$

Фактор $1/2$ в формуле (2) соответствует цветной группе SU_3^c . В более общем случае группы SU_n^c имеем фактор $1/r = 1/(n-1)$ (отношение радиусов вписанной и описанной сфер для гипертреугольника в $n-1$ -мерном пространстве).

В наших предыдущих обозначениях [1,2] (m_0 – масса обычного кварка)

$$Cg^2/V_M m_0^2 = b_M = \rho - \pi = 635 \text{ МэВ},$$

$$Cg^2/2V_B m_0^2 = b_B = \frac{2}{3}(\Delta - N) = 195,3 \text{ МэВ}.$$

¹ Вычисленные ранее [1,2] разности масс адронов одинакового состава $\Sigma^* - \Sigma$, $\Xi^* - \Xi$, $\Sigma - \Lambda$, $D^* - D$, $\Sigma_c - \Lambda_c$ удовлетворительно согласуются с опытом.

Находим, что $V_B : V_M = 3 : 2$ в соответствии с числом кварков в барионе и мезоне. Такое отношение эффективных объемов представляется правдоподобным.

Обобщим формулы (1), (2), добавив к взаимодействию глюонных моментов взаимодействие дираковских магнитных моментов, пропорциональных электрическим зарядам кварков. Для мезонов делаем замену

$$-g^2 \rightarrow -g^2 + e_1 e_2,$$

для барионов

$$-g^2/2 \rightarrow -g^2/2 + e_i e_j.$$

Имеем для мезонов

$$H_{\sigma\sigma} = \frac{C \sigma_1 \sigma_2}{V_M m_1 m_2} (g^2 - e_1 e_2), \quad (3)$$

а для барионов

$$H_{\sigma\sigma} = \frac{C}{V_B} \left[\frac{\sigma_1 \sigma_2}{m_1 m_2} \left(\frac{g^2}{2} - e_1 e_2 \right) + \frac{\sigma_2 \sigma_3}{m_2 m_3} \left(\frac{g^2}{2} - e_2 e_3 \right) + \frac{\sigma_3 \sigma_1}{m_3 m_1} \left(\frac{g^2}{2} - e_3 e_1 \right) \right]. \quad (4)$$

Разности масс адронов одинакового состава согласно этим формулам определяются изменением величины $\sigma_i \sigma_j$, например $D_+^* - D_+$ определяется изменением $\sigma_d \sigma_c$ от значения $+1/4$ до значения $-3/4$, а разность $\Sigma_+^* - \Sigma_+$ определяется изменением $\sigma_u \sigma_s$ от значения $+1/4$ до значения $-1/2$. Учитывая различие масс d и u кварков $m_d/m_u = 1 + \delta$ и обозначив $\varepsilon = e^2/g^2$, имеем с точностью до квадратичных членов

$$\frac{\rho_0 - \pi_0}{\varphi_+ - \pi_+} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{m_d^2} \left(g^2 + \frac{e^2}{9} \right) + \frac{1}{m_u^2} \left(g^2 + \frac{4e^2}{9} \right) \right) \left\{ \frac{1}{m_d m_u} \left(g^2 - \frac{2e^2}{9} \right) \right\}^{-1} = 1 + \varepsilon/2 \quad (5.1)$$

(в числителе – средняя величина для пар $u\bar{u}$, $d\bar{d}$).

Аналогично получено для других частиц:

$$(K_0^* - K_0)/(K_+^* - K_+) = 1 + \frac{\varepsilon}{3} - \delta, \quad (5.2)$$

$$(D_0^* - D_0)/(D_+^* - D_+) = 1 + \frac{2\varepsilon}{3} + \delta, \quad (5.3)$$

$$(\Xi_0^* - \Xi_0)/(\Xi_-^* - \Xi_-) = 1 + \frac{2\varepsilon}{3} + \delta, \quad (5.4)$$

$$(\Sigma_+^* - \Sigma_+)/(\Sigma_-^* - \Sigma_-) = 1 + \frac{2\varepsilon}{3} + \delta. \quad (5.5)$$

При составлении выражений (5.1)–(5.5) предположено, что кулоновское взаимодействие кварков зависит только от состава адронов и что изменение глюонного взаимодействия при изменении спиновой функции $\sigma_1 \sigma_2$ не зависит от электрического заряда.

Используя экспериментальные данные $\rho_0 - \rho_+ = 4,5 \pm 2,3$ (здесь и ниже все массы в МэВ), $\pi_+ - \pi_0 = 4,60$, $\rho - \pi = 635$, имеем

$$\varepsilon/2 = (1,43 \pm 0,36) \cdot 10^{-2}. \quad (6.1)$$

Далее имеем

$$K_0^* - K_+^* = 4,1 \pm 0,6, \quad K_0 - K_+ = 3,99 \pm 0,13, \quad K^* - K = 398, \\ \varepsilon/3 - \delta = (0,025 \pm 0,15) \cdot 10^{-2}; \quad (6.2)$$

$$D_+^* - D_0^* = 2,6 \pm 1,8, \quad D_+ - D_0 = 5,1 \pm 0,8, \quad D^* - D = 140, \\ 2\varepsilon/3 + \delta = (1,79 \pm 1,45) \cdot 10^{-2}; \quad (6.3)$$

$$\Xi_-^* - \Xi_0^* = 3,3 \pm 0,7, \quad \Xi_- - \Xi_0 = 6,4 \pm 0,6, \quad \Xi^* - \Xi = 215, \\ 2\varepsilon/3 + \delta = (1,45 \pm 0,32) \cdot 10^{-2}; \quad (6.4)$$

$$\Sigma_-^* - \Sigma_+^* = 4,1 \pm 1,3, \quad \Sigma_- - \Sigma_+ = 7,98, \quad \Sigma^* - \Sigma = 192, \\ 2\varepsilon/3 + \delta = (2,03 \pm 0,67) \cdot 10^{-2}. \quad (6.5)$$

Используя данные, относящиеся к ρ и π , находим из (6.1) $g^2/4\pi = 0,255_{-0,049}^{+0,081}$.

Используя данные, относящиеся к K , D и Σ , находим

$$g^2/4\pi = 0,368_{-0,08}^{+0,16} \quad \delta = (0,63 \pm 0,43) \cdot 10^{-2}.$$

Итак, получена простая (хотя и недостаточно точная) оценка эффективной постоянной кварк-глюонного взаимодействия. Отличие результата для системы $\pi - \rho$ от результата для D и Σ , возможно, связано с зависимостью эффективной постоянной взаимодействия от размеров адронов, различных для π и D . Сильное отличие результатов для Ξ от всех остальных непонятно, но оно все же в пределах ошибок. Приблизительное совпадение результатов для мезона D ($\frac{2}{3}\varepsilon + \delta = 1,79 \cdot 10^{-2}$) и для бариона Σ ($\frac{2}{3}\varepsilon + \delta = 2,03 \cdot 10^{-2}$) подтверждает наличие следующего из цветной симметрии множителя $1/2$ при g^2 в формуле (5.5), т.е. величины ранга цветной группы $r = 2$.

При другом ранге ($r \neq 2$, $r = n - 1$ для группы SU_n^c)

$$\Delta = \frac{\Sigma_+^* - \Sigma_-}{\Sigma_+^* - \Sigma_-} - \frac{D_0^* - D_0}{D_+^* - D_+} = \frac{\varepsilon}{3}(r - 2).$$

Отсюда $\Delta \sim 0,64 \cdot 10^{-2}$ для группы SU_4 ; на опыте $\Delta \approx (0,24 \pm 1,6) \cdot 10^{-2}$, т.е. точность пока, по-видимому, недостаточна для исключения этой возможности.

Я выражаю благодарность участникам Семинара теоретического отдела ФИАН за обсуждение.

Литература

- [1] Я.Б. Зельдович, А.Д. Сахаров, ЯФ 4, 395 (1966).
 [2] А.Д. Сахаров, Письма в ЖЭТФ 21, 554 (1975).

КОММЕНТАРИИ К СТАТЬЯМ 12–15

1. Авторское примечание при публикации статьи 15 в Coll (апрель 1980 г.; обратный перевод с английского)

Предложенный метод основан на рассмотрении электромагнитных разностей масс и является полукачественным по характеру. Мы верим, что он представляет некоторый интерес из-за своей простоты. Работа частично перекрывается по содержанию с работой 1979 года «Массовая формула для мезонов и барионов».

2. А.Д. Сахаров (Coll, с.162–164)

а. Кварковая структура и массы сильновзаимодействующих частиц (статья 12).

Формула строится на «наивной» модели нерелятивистских кварков. Формула строится единообразно для мезонов и барионов – аддитивно по массам. Расщепление масс одинакового состава описывается спин-спиновым взаимодействием кварков, которое считается для «странного» кварка ослабленным в отношении ξ , где ξ есть эмпирический коэффициент. В 1965–1966 годах большинство работ, в которых отыскивались соотношения между массами адронов, исходили из симметрии SU_3 или SU_6 . Использовалась теоретико-групповая формула Вигнера – Экхардта, которая для мезонов применялась к квадратам масс, а для барионов – к массам. Подтверждением этого подхода рассматривались соотношения типа $\rho^2 - \pi^2 = (K^*)^2 - K^2$ для мезонов, и формула Гелл-Манна – Окубо для барионов. В настоящей работе приведенное соотношение для мезонов удовлетворяется потому, что ξ приблизительно обратно пропорционален массе кварка. Разности масс «странного» и «обычного» кварков ($s - o$) и коэффициенты ослабления для ξ , определенные из масс барионов и мезонов, оказались примерно одинаковыми:

$$s - o = \begin{cases} \frac{1}{4}(K + 3K^*) - \frac{1}{4}(\pi + 3\rho) & = 194 \text{ МэВ,} \\ \Lambda - N & = 176 \text{ МэВ,} \end{cases}$$

$$\xi = \begin{cases} \frac{K^* - K}{\rho - \frac{\pi}{3} \Sigma - \Lambda} & = 0,645, \\ 1 - \frac{2}{\Delta - N} & = 0,61. \end{cases}$$

Входящие в массовую формулу спин-спиновое взаимодействие определяется скалярным произведением спиновых матриц (σ_i, σ_j) , которые находятся из очевидного соотношения

$$(\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3)^2 = J(J + 1) \quad (J - \text{полный спин}).$$

В работе также изложена гипотеза о строении бариона из четырех кварков и антикварков, не представляющая сейчас интереса. Она, в частности, противоречит опытам с нейтрино и антинейтрино высоких энергий, доказавшим малый относительный вес антикваркового «моря».

б. Массовая формула для мезонов и барионов с учетом шарма (статья 13).

Идеи предыдущей работы применены к описанию и предсказанию масс адронов, содержащих шарм-кварк.

Для нахождения собственных значений оператора (матрицы 8×8) спин-спинового взаимодействия в адроне, содержащем три существенно разных кварка («обычный», s , c),

$$H_{\sigma\sigma} = b[\xi_s(\sigma_s\sigma_0) + \xi_c(\sigma_c\sigma_0) + \xi_s\xi_c(\sigma_s\sigma_c)] = A(\sigma_1\sigma_2) + B(\sigma_2\sigma_3) + C(\sigma_3\sigma_1)$$

применен следующий прием. Четырехкратно вырожденные значения для спина $3/2$ находятся из условия $(\sigma_c\sigma_s) = 1/4$ и равны $b_{3/2} = \frac{1}{4}(A + B + C)$. Двукратно вырожденные значения для спина $1/2$ находим из двумерного секулярного уравнения, которое легко составляется, если учесть, что три оператора $(\sigma_1\sigma_2)$, $(\sigma_2\sigma_3)$, $(\sigma_3\sigma_1)$ получаются друг из друга поворотом на 120° в двумерной плоскости. Найдено

$$b_{1/2} = -\frac{1}{4}(A + B + C) \pm \frac{1}{2^{3/2}}[(A - B)^2 + (B - C)^2 + (C - A)^2]^{1/2}.$$

Расщепление масс $\Sigma - \Lambda$ и $\Sigma_c - \Lambda_c$ тоже описывается этой формулой при $B = C$. В работе предсказана разность масс $\Sigma_c - \Lambda_c$ (состав u, d, c) = 161,5 МэВ, на опыте 168 МэВ (определено из распада $\Sigma_c \rightarrow \Lambda_c^+ + \pi^+$). Также удовлетворительно выполняется предсказание для разности $D^* - D$, но абсолютное значение масс завышено.

в. Массовая формула для мезонов и барионов (статья 14).

Число параметров, входящих в линейно-массовую формулу уменьшено. Положено:

$$1) \xi_s = m_0/m_s, \quad \xi_c = m_0/m_c.$$

2) Коэффициент в $H_{\sigma\sigma}$ для барионов выражен через коэффициент для мезонов $b_B = \frac{1}{3}b_M$. На опыте

$$b_M = \rho - \pi = 635,$$

$$b_B = \frac{2}{3}(\Delta - N) = 195,3.$$

Обоснование коэффициента $\frac{1}{3}$. Спин-спиновое взаимодействие кварков пропорционально

$$\frac{|\psi(0)|^2(g_1g_2)}{m_1m_2} \sim \frac{(g_1g_2)}{V}.$$

Здесь V – эффективный объем адрона, который можно считать для бариона в полтора раза большим, чем для мезона, в соответствии с полным числом кварков в адроне; (g_1g_2) – скалярное произведение зарядовых векторов в пространстве цветовых зарядов, равное $-g^2$ для мезона и $-\frac{1}{r}g^2$ для кварков разных цветов в барионе. Здесь $r = n - 1$ – ранг цветной группы SU_n^c , для обычно принимаемой группы SU_3^c имеем $r = 2$, т.е. отношение

$$\frac{b_B}{b_M} = \frac{V_M}{V_B r} = \frac{1}{3}.$$

г. Оценка постоянной взаимодействия кварков с глюонным полем (статья 15).

Сравнение электромагнитных расщеплений в адронах одинакового состава, пропорциональных e_1e_2/m_1m_2 и глюонных, пропорциональных $(g_1g_2)/m_1m_2$, дает возможность оценить постоянную взаимодействия g^2 и проверить наличие множителя r^{-1} , входящего в скалярное произведение зарядовых векторов для барионов.

3. А.Д.Сахаров (В-1, часть I, гл. 18, с. 347–348; часть II, гл. 29, с. 781–782)

Четвертая работа, о которой я хочу рассказать, – совместная с Я.Б. Зельдовичем статья «Кварковая структура и массы сильно взаимодействующих частиц», «Ядерная физика», 1966 год. Я остановлюсь лишь на той части этой работы, которая выдержала проверку временем, – на полуэмпирической формуле для масс мезонов и барионов.

Работа была написана в то время, когда, вслед за выдвинутой Гелл-Манном и Цвейгом гипотезой кварков и первых работ по симметрии сильно взаимодействующих частиц (адронов, как мы теперь говорим), работы, использующие соображения симметрии, пошли сплошным потоком – настолько плотным, что некоторые научные журналы были вынуждены принять решение прекратить их печатание. Одной из особенностей тех формул для масс адронов, которые выводились и печатались тогда, являлась различная трактовка барионов и мезонов. Для барионов соотношения записывались так, что массы в них входили в первой степени, линейно, как принято говорить, а в формуле для мезонов массы входили во второй степени, квадратично. Это, конечно, закрывало возможность сопоставления параметров в этих двух типах формул. Наша трактовка основывалась на «наивной» модели кварков, и барионы, и мезоны трактовались однотипно, линейно. Учитывалось отличие свойств двух типов кварков – входящих в протоны и нейтроны «обычных» легких кварков и так называемого «странного» кварка, обладающего большой массой и входящего в некоторые тяжелые нестабильные барионы. Других типов кварка тогда не знали, сейчас известны еще более тяжелые кварки.

Отправной точкой для всего рассмотрения явился удивительный факт различия масс двух барионов сигма-ноль и лямбда-ноль, имеющих одинаковый состав – они состоят из двух различных «обычных» кварков с электрическим зарядом $+2/3$ и $-1/3$ (в единицах заряда позитрона) и из одного «странного» кварка с зарядом $-1/3$. Я предположил, что причина различия масс этих барионов – различное расположение в них спинов кварков и различная величина взаимодействия спинов (векторов моментов количества движения) двух обычных кварков между собой и обычного кварка со «странным» кварком. Зная расположение спинов в лямбда и сигма, можно было вычислить коэффициент ослабления спин-спинового взаимодействия для странного кварка. Он оказался равным 0,61. С другой стороны, тот же коэффициент можно было вычислить из рассмотрения разностей масс векторных и псевдоскалярных (т.е. бесспиновых) мезонов. Так было найдено значение коэффициента ослабления – 0,64.

Совпал и другой параметр в формулах для мезонов и барионов – разность масс для странного и обычного кварка (179 и 177 мегаэлектронвольт соответственно). Заметим, что для барионов следовало использовать разность масс лямбда и протона, так как именно в лямбда не проявляется ослабление спин-спинового взаимодействия для странного кварка. Получение совпадения параметров было большим успехом.

Конечно, полуэмпирический подход не заменяет тех детальных конкретных расчетов, которые потом проводились многими авторами. Но мне кажется, что благодаря своей крайней простоте и наглядности он полезен, многое проясняет – так же, как известная полуэмпирическая формула для масс атомных ядер Вейцекера и Вильямса, тоже основанная на очень простых и наглядных соображениях. О дальнейшем развитии идей этой работы, так же как других моих работ 60-х годов, я расскажу во второй части моих воспоминаний...

В том же 1975 году я опубликовал работу, в которой интерполяционная формула для масс адронов, описанная в нашей с Зельдовичем статье в 1966 году, распространялась на адроны, содержащие так называемые «очарованные» кварки – первые члены этого семейства были открыты незадолго перед тем. Некоторая методическая проблема, которую пришлось разрешать, касалась нахождения спин-спинового взаимодействия для барионов,

содержащих три существенно различных кварка. Мне было приятно, что я сумел справиться с этим. Эта работа была продолжена в двух статьях, опубликованных мною уже в Горьком. Основываясь на идеях квантовой хромодинамики (динамической теории взаимодействия кварков; подробней я разъясняю этот термин в первой части книги), я смог уменьшить число параметров в интерполяционной формуле, сделав ее еще более физической и наглядной. Во второй статье я дал простой и наглядный, не требующий сложных расчетов способ оценки постоянной взаимодействия кварков с глюонным полем (глюонное поле – аналог электромагнитного поля в теории кварков; при этом постоянная взаимодействия – аналог электрического заряда электрона). Способ основывается на сравнении разности масс, вызванных спин-спиновым глюонным и электромагнитным взаимодействием. К сожалению, так как электромагнитные разности масс известны не точно, речь идет об очень приближенной оценке (впоследствии Франклин мои оценки уточнил). Побочным результатом работы была возможность определения одного из основных параметров квантовой хромодинамики – числа так называемых «цветов» кварков – внутреннего дискретного квантового числа, приписываемого по этой теории кваркам. Известные мне разности масс не противоречили принятому сейчас числу «цветов», равному трем. В настоящее время в связи с уточнением значений электромагнитных разностей масс можно получить более определенные результаты. Это привлекло, как я слышал, к себе исследователей. Конечно, точные расчеты сильных (глюонных) взаимодействий кварков дают более прямой ответ. Но в науке всегда важна проверка некоторых центральных предположений несколькими независимыми методами.

4. Л.Б. Окунь

I

Статья Я.Б. Зельдовича и А.Д. Сахарова «Кварковая структура и массы сильновзаимодействующих частиц» поступила в редакцию ЖЭТФ в январе, а вышла из печати в августе 1966 г. Это была первая статья Андрея Дмитриевича, посвященная кваркам, гипотезу о существовании которых выдвинули в 1964 году Гелл-Манн и Цвейг. (Что касается Якова Борисовича Зельдовича, то он ушел из военной физики ядерных взрывов в мирную физику элементарных частиц на несколько лет раньше Андрея Дмитриевича и уже в июне 1965 года в УФН был опубликован его обзор «Классификация элементарных частиц и кварки в «изложении для пешеходов», а в сентябре там же – «Кварки: Астрофизический и физико-химический аспекты».)

Ко времени написания комментируемой статьи литература по кваркам была обширна. Особенно активно обсуждалась, начиная с 1964 года, нерелятивистская кварковая модель, обладающая $SU(6)$ -симметрией между шестью состояниями u, d, s -кварков: трех с проекцией спина $+1/2$ и трех с проекцией спина $-1/2$. Согласно этой модели, спинные состояния легчайших адронов, состоящих из трех кварков – октета со спином и четностью $1/2^+$ и декуплета со спином и четностью $3/2^+$, образуют 56-плет группы $SU(6)$: $56 = 2 \cdot 8 + 4 \cdot 10$.

В комментируемой работе Я.Б. Зельдович и А.Д. Сахаров в основном рассматривали не стандартный вариант, в котором барионы состоят из трех кварков ($3q$), а более сложный, в котором они состоят из четырех кварков и одного антикварка ($4q, \bar{q}$). В первом случае имеется 56-плет группы $SU(6)$, во втором 756-плет. Стандартный вариант кратко рассматривается ими в конце статьи.

Так как дополнительных (цветовых) степеней свободы, введенных впервые в 1964 г. О. Гринбергом, но ставших популярными лишь в начале 1970-х годов, авторы не рассматривали, то пространственная волновая функция кварков в барионе была у них весьма сложной.

Со временем Андрей Дмитриевич и Яков Борисович стали все больше склоняться в пользу стандартного варианта. Об этом свидетельствует примечание при корректуре. Упомянутое в нем замечание о том, что сечения для нуклонов и мезонов относятся как числа кварков, из которых они состоят, т.е. как 3:2, было впервые высказано в начале 1965 года молодыми ленинградскими теоретиками Е.М. Левиным и Л.Л. Франкфуртом.

Несмотря на то, что в настоящее время не вызывает сомнения трехкварковая структура основных барионов, поиски барионов с более сложной структурой, и в частности $(4q, \bar{q})$, представляют большой интерес. Такие барионы называются в настоящее время экзотическими. В тех случаях, когда их квантовые числа совпадают с барионами, имеющими структуру $(3q)$, их называют криптоэкзотическими. Аналогичная терминология применяется и для мезонов со структурой, отличной от (q, \bar{q}) . В последнем Обзоре Свойств Частиц [1] говорится: «Имеющийся скептицизм в отношении барионов, не состоящих из трех кварков, и отсутствие экспериментальной активности в этой области делают правдоподобным, что пройдет еще 20 лет, прежде чем вопрос будет решен» (стр.VIII, 61).

II

Вторая формула А.Д.Сахарова, посвященная нерелятивистской кварковой модели, «Массовая формула для мезонов и барионов с учетом шарма», поступила в редакцию «Писем в ЖЭТФ» в апреле, а вышла из печати в мае 1975 г., через полгода после «октябрьской революции» – открытия J/ψ -мезона – первой частицы, состоящей из неизвестного до того времени s -кварка и соответствующего антикварка \bar{s} .

Мезон J/ψ получил название частицы со скрытым очарованием. Было ясно, что должны существовать также мезоны и барионы с явным очарованием. Для предсказания масс этих частиц Андрей Дмитриевич использовал «наивную» линейную массовую формулу, полученную в 1966 г. в его работе с Я.Б. Зельдовичем.

Задача предсказания масс очарованных адронов была весьма актуальна. Например, ей была посвящена известная статья Альваро Де Рухулы, Ховарда Джорджи и Шелдона Глешоу «Массы адронов в калибровочных теориях» [2].

Для обозначения s -кварка Андрей Дмитриевич использует символ χ , легкие кварки u, d, s он, как и в первой работе, по-прежнему обозначает ρ, n, λ , причем два первых обобщенно обозначаются им o .

Если в работе 1966 г. предполагалось, что спиновое («магнитное») взаимодействие странного кварка подавлено по сравнению со спиновым взаимодействием нестранных кварков, то в работе 1975 г. Андрей Дмитриевич явно постулирует, что «магнитные» моменты конститuentных кварков обратно пропорциональны их массам, так что «магнитный» момент странного кварка примерно в полтора раза, а очарованного в 4–5 раз меньше, чем моменты «обычных» кварков. Насколько подтвердилась эта гипотеза?

Согласно *Обзору свойств частиц* массы псевдоскалярных очарованных мезонов – D^+ -мезона ($c\bar{d}$), D^0 -мезона ($c\bar{u}$) и D_s^+ -мезона ($c\bar{s}$) равны соответственно $1869, 3 \pm 0, 4$, $1864, 5 \pm 0, 5$ и $1968, 8 \pm 0, 7$ (здесь и ниже все массы приведены в МэВ). Два первых числа надо сравнить с предсказанием таблицы 2 комментируемой работы для $\chi\bar{o}$: 1748,5; последние – для $\chi\bar{\lambda}$: 1977,5.

Для соответствующих векторных мезонов D^{*+} , D^{*0} , D_s^* массы составляют $2010, 1 \pm 0, 6$, $2007, 1 \pm 1, 4$, $2110, 3 \pm 2, 0$. Здесь два первых числа надо сравнить с предсказанием для $\chi\bar{o}$: 1880,5 и третье – для $\chi\bar{\lambda}$: 2062.

Таким образом, для мезонов с явным очарованием хорошее согласие имеется лишь для D_s -мезона. Для D_s^* -мезона расхождение составляет порядка 50 МэВ, а для D и D^* – порядка 100 МэВ.

Следует особо отметить, что на опыте разности масс $D_s^* - D_s$ и $D^* - D$ оказались

примерно одинаковыми: $141,5 \pm 1,9$ и $140,6 \pm 0,1$ вместо $84,5$ и $132,0$, соответственно. Этот результат означает, что не оправдалось предположение о том, что спиновое взаимодействие странного кварка всегда в полтора раза слабей спинового взаимодействия обычного кварка.

Не оправдалось также предсказание таблицы 2 для массы η_c -мезона: 3076 для $\chi\bar{\chi}$, с $J = 0$). На опыте $m_{\eta_c} = 2979,6 \pm 1,6$. В данном случае важна не столько сама величина массы, сколько разность масс векторного и псевдоскалярного состояний чармония J/ψ и η_c . Учитывая, что $m_{J/\psi} = 3096 \pm 0,09$, получаем, что на опыте эта разность составляет ~ 116 , в то время как, согласно таблице 2, она равна $3105 - 3076 = 29$, т.е. в четыре раза меньше. Это означает, в свою очередь, что либо «магнитный» момент очарованного кварка в два раза больше ожидавшегося, либо для разных мезонов константа b , характеризующая спин-спиновое взаимодействие, — разная, либо может иметь место и то, и другое. С точки зрения потенциальной модели кваркония (потенциал «воронки») представляется естественным, что очарованные кварки в чармонии находятся на более близком расстоянии, чем существенно более легкие кварки в обычных мезонах, и потому константа b для чармония должна быть больше.

Из очарованных барионов надежно обнаружены пока лишь синглет — Λ_c^+ , триплет — $\Sigma_c^+, \Sigma_c^0, \Sigma_c^-$ и дублет Ξ_c^+, Ξ_c^0 . Их массы на опыте составляют (в скобках указаны предсказания таблицы 3) $2285,2 \pm 1,2$ (2078); $2453,0 \pm 1,2$, $2453,2 \pm 3,2$, $2452,7 \pm 1,3$ (2239,5); $2466,8 \pm 2,4$, $2473,0 \pm 2,0$ (2313), соответственно. Следует подчеркнуть, что значения спина и четности этих частиц пока не измерены, но в соответствии с кварковой моделью предполагается, что их спин и четность равны $1/2^+$.

Мы видим, что для Λ_c и Σ_c расхождение с предсказаниями превышает 200 МэВ, а для Ξ_c — 150 МэВ.

III

Третья и четвертая статьи А.Д.Сахарова, посвященные нерелятивистской кварковой модели, «Массовая формула для мезонов и барионов» и «Оценка постоянной взаимодействия кварков с глюонным полем», поступили в редакцию ЖЭТФ в феврале 1980 года, сразу же после начала горьковской ссылки, и вышли из печати в июне и августе, соответственно.

В статье «Массовая формула ...» Андрей Дмитриевич пытается улучшить согласие своей массовой формулы 1975 года с появившимися к тому времени данными о массах D - и D^* -мезонов и Λ_c - и Σ_c -барионов. Для этого он несколько раз изменяет значения подгоночных параметров. Кроме того, он предлагает интерпретацию наблюдаемой в предыдущих двух работах эмпирической закономерности, а именно того, что спин-спиновое взаимодействие кварков внутри барионов примерно в три раза слабее, чем внутри мезонов.

В статье «Оценка постоянной ...», результаты которой используются в предыдущей статье, дана простая и наглядная полуфеноменологическая оценка константы взаимодействия кварков с глюонами, основанная на сравнении сверхтонких хромомангнитных и электромагнитных расщеплений адронных уровней. Заметим, что электромагнитные разности масс барионов вычислялись на основе $SU(6)$ -симметричной нерелятивистской кварковой модели в целом ряде работ, опубликованных еще на заре этой модели (см., например, [3]). Однако для оценки кварк-глюонной константы связи они до появления комментируемой работы не использовались.

В статье «Оценка постоянной ...» Андрей Дмитриевич впервые обращается к цветовой группе и к глюонам, узловым понятиям квантовой хромодинамики. Как известно, КХД была сформулирована в начале 1970 годов на основе нерелятивистской кварковой модели, с одной стороны, и партонной модели, с другой. Нерелятивистская кварковая модель успешно объяснила классификацию адронов. Партонная модель успешно описала опыты

по глубоко-неупругому взаимодействию лептонов с нуклонами. КХД возникла в результате синтеза этих моделей в рамках идеи о калибровочной цветовой симметрии.

Несмотря на многолетние теоретические исследования до сих пор остается не вполне ясным, каким образом лагранжиан КХД с легкими u - и d -кварками (их массы меньше 10 МэВ) приводит к нерелятивистской кварковой модели, в которой эффективные массы u - и d -кварков составляют примерно 300 МэВ. Эта проблема тесно связана с нерешенной пока проблемой понимания механизма конфайнмента – невылетания цветных кварков и глюонов из бесцветных адронов.

IV

Как уже отмечалось выше (см. часть II), массовые формулы наивной кварковой модели не смогли правильно предсказать расщепление масс $D_s^* - D_s$ и $J/\psi - \eta_c$. (В то время, когда писалась третья и четвертая статьи, соответствующие экспериментальные данные еще отсутствовали.) Но удивляться надо не тому, что наивная кварковая модель дает сбой, а тому, что она вообще работает, настолько она наивна и проста.

Попытки объяснить, почему работает нерелятивистская кварковая модель, продолжаются до сего дня. Одна из последних работ принадлежит Стивену Вейнбергу [4] и называется «Почему кварки ведут себя как голые дираковские частицы?» В этой статье предложено объяснение того, почему в конституэнтной кварковой модели слабая аксиальная константа кварков равна единице, а аномальный магнитный момент равен нулю.

Дальнейшее развитие идей исходной работы Я.Б.Зельдовича и А.Д.Сахарова содержится в работах Гарри Липкина и, в частности, в его недавней статье [5]. В этой статье рассматриваются лишь обычные и странные адроны (но не очарованные). Статья содержит список более ранних работ Г.Липкина и его коллег по Институту имени Вайцмана, посвященных нерелятивистской кварковой модели. В частности, в ней отмечены статьи [6], опубликованные в одно время со статьей Я.Б.Зельдовича и А.Д.Сахарова и независимо от нее (см. комментарий Липкина в сборнике Coll, а также небольшую книжку [7]).

Сам Андрей Дмитриевич в предисловии к книге Coll, (см. стр. настоящего сборника) отметил линейную полуэмпирическую массовую формулу как одно из шести своих основных научных достижений, наряду с барионной асимметрией Вселенной и контролируемым термоядерным синтезом. Кварковые статьи сыграли, по-видимому, важную психологическую роль в жизни Андрея Дмитриевича. Актуальность темы позволяла поддерживать творческую связь с быстро развивающейся физикой элементарных частиц. Простота модели давала возможность заниматься ею даже урывками, когда основные силы и время уходили на беспримерную по мужеству изнурительную каждодневную политическую борьбу.

Кварковые статьи сыграли важную роль для всего сообщества физиков в нашей стране. Особенно – две последние. Они вселили надежду. Их публикация в ЖЭТФ была не просто научной публикацией. Она свидетельствовала о том, что в стране есть физики, и в первую очередь Петр Леонидович Капица – редактор ЖЭТФ, которые несмотря на волну клеветы, обрушившуюся на Андрея Дмитриевича, поддерживают его. Я помню, как остро ощутил это, когда в феврале 1980 года получил из редакции ЖЭТФ на рецензию статью «Оценка постоянного взаимодействия кварков с глюонным полем».

Появление на Западе двух кварковых статей во время горьковской ссылки получило широчайший общественный резонанс. Факсимиле открытки, написанной Андреем Дмитриевичем из ссылки Гарри Липкину по поводу массовых формул, было напечатано в «Вашингтон пост» и перепечатано во многих зарубежных изданиях. Эта открытка свидетельствовала о том, что не сломен не только дух Андрея Дмитриевича, но и его научный интеллект.

В заключение я хотел бы сказать, что эта моя статья никогда не была бы написана, если бы не настойчивость Б.Л. Альтшулера и Д.А. Киржница. Когда в январе 1991 г. я обнаружил, что имеются данные, противоречащие предсказаниям, они убедили меня «не сглаживать острые углы», поскольку для Андрея Дмитриевича истина стояла на первом месте. А кроме того, противоречие, если оно четко сформулировано, может инициировать дальнейшие исследования. Но, конечно, с несравненно большим удовольствием я бы написал комментарий к статье про барионную асимметрию Вселенной, которую считаю одной из самых глубоких и смелых статей XX века.

Литература

- [1] *Particle Data Group*, Phys. Lett. **239**, 12 April (1990).
- [2] A.De Rujula, H.Georji, S.Glashow, Phys. Rev. **D12**, 147 (1975);
- [3] А.Д.Долгов, Л.Б.Окунь, И.Я.Померанчук, В.В.Соловьев, ЯФ **1**, 730 (1965); Phys. Lett. **15**, 84 (1965); Т.К.Кuo, Т.Яao, Phys. Rev. Lett. **14**, 79 (1965); Д.В.Волков, Письма в ЖЭТФ **1**, 129 (1965).
- [4] S.Weinberg, Phys. Rev. Lett. **15**, 1181 (1965).
- [5] Н.Лiprin, Phys. Lett. B **233**, 446 (1989).
- [6] P.Federman, H.Rubinstein, I.Talmi, Phys. Lett. **22**, 203 (1966); H.Rubinstein, Phys. Lett. **22**, 210 (1966).
- [7] Harry J. Lipkin, *Andrei Sakharov, Quarks and the Structure of Matter*, Weizmann Institute of Science, Rehovot, Israel, (1984).

16. ТОПОЛОГИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЗАРЯДОВ И СРТ-СИММЕТРИЯ *

Гипотеза о топологической структуре элементарных зарядов впервые была высказана Уилером. Уилер рассмотрел вакуумное электрическое поле для геометрического объекта, имеющего топологическую структуру «ручки».

В этой статье мы используем обычную топологическую терминологию. Рассмотрим, например, трехмерное пространство, из которого вырезаны две сферы. Отождествляя попарно точки одной сферы с точками другой сферы, мы получаем ручку, а каждую из сфер называем «базой». База может иметь и более сложную топологическую структуру, чем сфера (тор, узел с тем или иным числом лепестков и т.п.). Аналогично определяется ручка для 4-мерного континуума x, y, z, t .

В первоначальной модели Уилера рассматривалась пространственно-подобная ручка с базой, топологически эквивалентной сфере. При этом одна из баз может быть источником электрического поля, а другая – стоком, без нарушения вакуумных уравнений Максвелла. Уилер рассматривал две такие базы как возможную модель для положительного и отрицательного электрических элементарных зарядов. Идеи о топологической структуре элементарных зарядов получили дальнейшее развитие в других работах Уилера [1].

* В кн.: *Проблемы теоретической физики. Памяти И.Е. Тамма*. – М.: Наука, 1972, с.242.

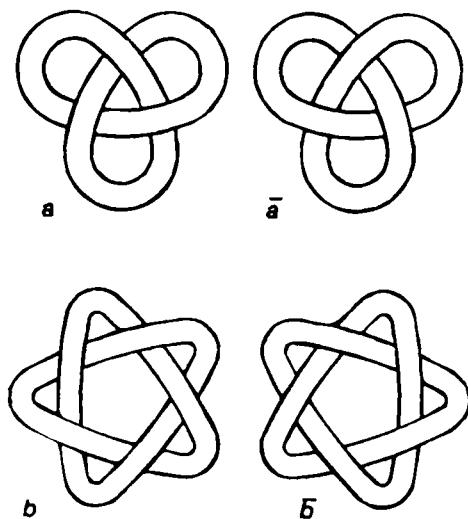


Рис. 1

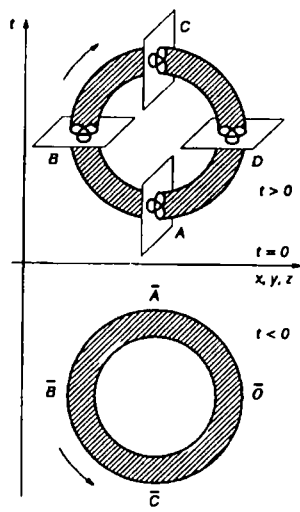


Рис. 2

Здесь мы рассмотрим ручки иного типа, допускающие непосредственную топологическую интерпретацию элементарных зарядов разных сортов и знаков. Излагаемая ниже гипотеза наиболее естественно применяется к зарядам, не обладающим дальнедействием, т.е. к барионному и двум лептонным, а не к электрическому. Как известно, дальнедействие тесно связано с инвариантностью лагранжиана относительно градиентного преобразования (см. в этой связи работу Ли и Янга [2]). Не обсуждая здесь трактовку закона сохранения электрического заряда, мы предполагаем во всех других случаях чисто топологическую природу законов сохранения зарядов, избегая тем самым отмеченной в [2] трудности с отсутствием дальнедействия и компенсационного поля.

На рис.1 изображены трехмерные узлы с тремя и пятью лепестками, которые мы рассматриваем как базы ручек. Мы предполагаем, что базы-узлы с любым нечетным числом лепестков соответствуют тем или иным зарядам, а зеркальные образы тех же узлов – зарядам противоположного знака (a и \bar{a} , b и \bar{b} на рис.1). Общее число сортов зарядов оказывается бесконечным.

Переходя к кинематике, рассмотрим базу в четырехмерном континууме x, y, z, t . Пусть трехмерные сечения базы имеют топологическую структуру узла (схематическое изображение – на рис.2).

Если трехмерное сечение – пространственно-подобный узел, то база изображает заряд или антизаряд. Участки базы, на которых сечение носит временно-подобный характер, соответствуют рождению или аннигиляции пары заряд – антизаряд – в соответствии с известной интерпретацией Зисмана – Фейнмана процессов рождения и аннигиляции пар как поворота мировой линии в 4-мерном пространстве.

На рис.2 в верхней половине чертежа изображена база, соответствующая ваку-

умной петле: точка A – рождение пары; точка B – заряд; точка C – аннигиляция пары; точка D – антизаряд (трехмерные сечения базы изображены условно).

Мы предполагаем далее, что ручка образована попарным отождествлением точек двух баз, принадлежащих двум зеркальным четырехмерным пространствам T и \bar{T} . В соответствии с гипотезой автора [3] о космологической СРТ-симметрии Вселенной мы предполагаем, что T и \bar{T} являются двумя половинами одного 4-мерного симметричного континуума. Это предположение является независимым и необязательным для излагаемой в работе гипотезы, но кажется нам естественным. Итак, мы считаем, что каждой точке поверхности полости базы с координатами x, y, z, t соответствует отождествляемая с ней точка зеркальной базы $x, y, z, -t$. Гиперповерхность симметрии $t = 0$ – это космологическая сингулярная гиперповерхность нулевой протяженности, которую не пересекают никакие базы (нейтральное по всем зарядам начальное состояние фридмановской Вселенной). На рис.2 схематически изображена также зеркальная база $\bar{A}, \bar{B}, \bar{C}, \bar{D}$. Базам в форме узлов приписываем полуцелый спин в соответствии с идеями Зисмана о связи элементарных зарядов с полуцелым спином. В квантовой теории вектор состояния есть функционал φ функций поля ψ_l , определенных на четырехмерном континууме $T + \bar{T}$

$$\varphi = \varphi\{\psi_l(x, y, z, t)\}.$$

Однако, в силу гипотезы о СРТ-симметрии, мы можем написать

$$\varphi(T + \bar{T}) = \varphi(T)\varphi(\bar{T}) = [\varphi(T)]^2 = [\varphi(\bar{T})]^2. \quad (1)$$

Поэтому, если $\varphi(T + \bar{T})$ преобразуется при трехмерных вращениях как вектор состояния с нечетным целым спином, то $\varphi(T)$ и $\varphi(\bar{T})$ преобразуются как векторы состояния частицы с полуцелым спином.

Если предлагаемую в этой статье гипотезу рассматривать всерьез, то возникает много трудных вопросов:

- 1) какой физический смысл имеют базы, топологически не эквивалентные узлам (эквивалентные сфере, тору и различным многосвязным областям с закручиванием и без него);
- 2) какие поля и затравочные лагранжианы надо постулировать для определения динамики движения зарядов;
- 3) как проводить вычисления сечений и масс стационарных квантовых состояний (частиц).

Лишь по 2-му вопросу у нас имеются очень рискованные предположения.

Пусть 4-мерный континуум x, y, z, t есть риманово пространство с кручением. В этом случае символ Кристоффеля Γ_{kl}^i не симметричен по k, l и существует гамма-тензор

$$\Gamma_{[kl]}^i = \frac{1}{2}[\Gamma_{kl}^i - \Gamma_{lk}^i]. \quad (2)$$

Компоненты этого тензора имеют размерность напряженности некоторого поля. Мы предполагаем, что затравочный лагранжиан определяется инвариантами гамма-тензора Γ_1 -размерности L^{-2} и Γ_2 -размерности L^{-4} . Инвариант Γ_1 аналогичен по своей структуре известному электродинамическому инварианту $E^2 - H^2$, а Γ_2 - инварианту $(EH)^2$. Арбузов и Филиппов рассматривали Γ -тензор как непосредственно определяющий электромагнитное поле; мы здесь воздерживаемся от этой точки зрения.

Для того чтобы существовали стабильные состояния конечной протяженности, существенно наличие в лагранжиане членов с различным законом преобразования при преобразованиях подобия. Мы предполагаем, что затравочный лагранжиан имеет вид (конечно, это предварительная гипотеза)

$$L = M^2\Gamma_1 + A\Gamma_1^2 + B\Gamma_2. \quad (3)$$

Здесь положено $\hbar = c = 1$, коэффициенты A и $B \sim 1$, а M^2 - квадрат характерной массы, вероятно $M \sim 2 \cdot 10^{-5}$ г, т.е. порядка гравитационной единицы массы.

Мы здесь предположили, что скаляр тензора Риччи R , который входит в феноменологический лагранжиан теории гравитации Гильберта - Эйнштейна, не входит в затравочный лагранжиан. Такое предположение автор сделал ранее в своей работе [4]. Некоторым аргументом является присутствие в R вторых производных g_{ik} , что нарушает изящество теории, особенно если в затравочный лагранжиан величины типа R входят нелинейно (что естественно в теории типа единой теории поля). В этом случае даже в выражении для вариации действия нельзя исключить вторые производные. В феноменологический лагранжиан, конечно, величина R и другие аналогичные инварианты войдут, как обычно, при учете квантовых эффектов поляризации вакуума гравитационным полем (см. [4]).

Для квантования теории мы принимаем, что в пространстве x, y, z, t определен ряд комплексных числовых функций поля $\psi_l(x, y, z, t)$, через дифференциальные формы которых определены все тензоры и инварианты теории, в частности метрический тензор

$$g_{ik} = \frac{1}{2} \sum_l \left\{ \frac{\partial \psi_l}{\partial x^i} \frac{\partial \psi_l^*}{\partial x^k} + \frac{\partial \psi_l}{\partial x^k} \frac{\partial \psi_l^*}{\partial x^i} \right\} \quad (4)$$

и гамма-тензор.

Вектор состояния φ есть функционал конечного набора функций ψ_l . Представление тензоров теории в виде (4) имеет то преимущество, что облегчает выделение при функциональном интегрировании дифференциала, инвариантного относительно преобразования координат x, y, z, t .

Стационарные состояния суть суперпозиция вектора состояний с данным набором элементарных зарядов n_3, n_5, n_7 и т.д. и бесконечного числа векторов состояния, отличающихся дополнительными парами заряд - антизаряд.

Отметим в заключение, что предположение о строении элементарных частиц из большого числа элементарных зарядов открывает новые возможности в объяснении стабильности частиц. Для иллюстрации идеи рассмотрим следующую

гипотетическую модель. Пусть лептоны с электронным зарядом (электрон и нейтрино) состоят из 19 узлов с тремя лепестками ($n_3 = 19$) и представляют собой правильный 20-гранник с одной удаленной гранью. Такая структура может иметь минимальную энергию, если закон притяжения одноименных узлов требует их расположения в виде поверхности. Аналогично для мюона и мю-нейтрино мы предполагаем структуру в виде 12-гранника с одной удаленной гранью, причем каждая грань - это узел с пятью лепестками ($n_5 = 11$). Если теперь барион представляет собой структуру, состоящую из \bar{n}_3 узлов с тремя лепестками и \bar{n}_5 узлов с пятью лепестками (возможно \bar{n}_3 и \bar{n}_5 кратны 3, т.е. барион состоит из трех кварков), то распад барионов на лептоны описывается формулой

$$209b(\bar{n}_3\bar{n}_5) \rightarrow 11\bar{n}_3l_e(19, 0) + 19\bar{n}_5l_\mu(0, 11). \quad (5)$$

Таким образом, распад барионов в этой модели возможен лишь в ядрах с атомным весом не меньше 209, да и то, по-видимому, с очень малой вероятностью.

С другой стороны, возможность нарушения числа барионов в неравновесных условиях начальной большой плотности расширяющейся Вселенной может привести к реакциям с образованием избытка барионов над антибарионами.

$$\text{Энтропия} \rightarrow 209b + 11\bar{n}_3\bar{l}_e + 19\bar{n}_5\bar{l}_\mu \quad (6)$$

(\bar{l}_e и \bar{l}_μ - антилептоны) в согласии с гипотезой [3] о космологической CPT-симметрии Вселенной.

В этой модели мы не касаемся неясных вопросов описания электромагнитных эффектов, странности и шарма слабых и сильных взаимодействий.

Я отдаю себе отчет в больших трудностях разработки изложенной гипотезы, в том, что она, возможно, не имеет отношения к реальности. Но мне казалось, что даже в этом случае расширение зоны поиска будет полезно. Я надеюсь, что эта мысль не была бы чужда позиции Игоря Евгеньевича.

*Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР*

Литература

- [1] Дж. А. Уилер, *Сверхпространство*, доклад на 5-й гравитационной конференции в Тбилиси, 1968.
- [2] T. D. Lee, C. N. Yang, Phys. Rev. **98**, 1501 (1955).
- [3] А. Д. Сахаров, Письма в ЖЭТФ **5**, 32 (1967); препринт ОИЯИ (1969).
- [4] А. Д. Сахаров, ДАН СССР **177**, 70 (1967).

КОММЕНТАРИЙ К СТАТЬЕ 16

1. Черновики писем А. Д. Сахарова Дж. А. Уилеру (см. ниже статью 48)

VI

ТЕОРИЯ ИНДУЦИРОВАННОЙ ГРАВИТАЦИИ

17. ВАКУУМНЫЕ КВАНТОВЫЕ ФЛУКТУАЦИИ В ИСКРИВЛЕННОМ ПРОСТРАНСТВЕ И ТЕОРИЯ ГРАВИТАЦИИ*

В теории гравитации Эйнштейна постулируется зависимость действия пространства-времени от кривизны (R – инвариант тензора Риччи)

$$S(R) = -\frac{1}{16\pi G} \int (dx) \sqrt{-g} R . \quad (1)$$

Наличие действия (1) приводит к «метрической упругости» пространства, т.е. к появлению обобщенной силы, препятствующей искривлению пространства.

Здесь мы рассмотрим гипотезу, отождествляющую действие (1) с изменением действия квантовых флуктуаций вакуума при искривлении пространства. Таким образом, мы рассматриваем метрическую упругость пространства как своего рода эффект смещения уровня (сравни также с [1]¹).

В современной квантовой теории поля принимается, что тензор энергии-импульса квантовых флуктуаций вакуума $T_{k_i}(0)$ и соответствующее действие $S(0)$, формально пропорциональные расходящемуся интегралу по импульсам виртуальных частиц четвертой степени вида $\int k^3 dk$, фактически равны нулю.

Недавно Я.Б. Зельдович [3] предположил, что гравитационные взаимодействия могут привести к некоторому «малому» нарушению этого равенства и тем самым к конечному значению космологической постоянной Эйнштейна, в соответствии с недавней интерпретацией астрофизических данных. Нас здесь интересует зависимость действия квантовых флуктуаций от кривизны пространства. Разлагая плотность функции Лагранжа в ряд по степеням кривизны, имеем (A и $B \sim 1$)

$$L(R) = L(0) + A \int k dk \cdot R + B \int \frac{dk}{k} R^2 + \dots \quad (2)$$

*ДАН СССР 177, 70–71 (1967).

¹Здесь молекулярное притяжение конденсированных тел вычисляется как результат изменения спектра электромагнитных флуктуаций. Как указывает автор, частный случай притяжения металлических тел ранее изучен Казимиром [2].

Первый член соответствует космологической постоянной Эйнштейна. Второй член соответствует, по нашей гипотезе, действию (1), т.е.

$$G = -\frac{1}{16\pi A \int k dk}, \quad A \sim 1. \quad (3)$$

Третий член разложения, записанный здесь в условной форме, приводит к нелинейным относительно R поправкам в уравнениях Эйнштейна².

Расходящиеся интегралы по импульсам виртуальных частиц в (2) и (3) написаны по соображениям размерности. Зная численную величину постоянной гравитации G , находим, что эффективный предел интегрирования в (3) есть

$$k_0 \sim 10^{28} \text{ эВ} \sim 10^{+33} \text{ см}^{-1}.$$

В гравитационной системе единиц $G = \hbar = c = 1$. При этом $k_0 \sim 1$. По предположению М.А. Маркова, величина k_0 определяет массу наиболее тяжелых частиц, существующих в природе, названных им «максимонами». Естественно предполагать также, что величина k_0 определяет предел применимости современных представлений о пространстве и причинности.

Рассмотрение плотности вакуумной функции Лагранжа в упрощенной «модели» теории для невзаимодействующих свободных полей с массами частиц $M \sim k_0$ показывает, что при определенных соотношениях масс реальных частиц и частиц «призраков» (т.е. гипотетических частиц, вносящих противоположный реальным частицам вклад в зависящее от R действие) возникает конечный эффект изменения действия при искривлении пространства, пропорциональный $M^2 R$, который мы отождествляем с R/G . Таким образом, величина гравитационного взаимодействия определяется массами и законами движения свободных частиц, а также, вероятно, «импульсом обрезания».

Этот подход к теории гравитации аналогичен трактовке квантовой электродинамики в [4–7], где отмечена возможность пренебречь лагранжианом свободного электромагнитного поля при вычислении перенормировки элементарного электрического заряда. В работе Л.Д. Ландау и И.Я. Померанчука величина элементарного заряда выражена через массы частиц и импульс обрезания: дальнейшее развитие этих идей см. в работе [8], в которой обоснована возможность сформулировать уравнения квантовой электродинамики без «затравочного» лагранжиана свободного электромагнитного поля.

²Более точная форма этого члена:

$$\int \frac{dk}{k} [BR^2 + CR^{ik} R_{ik} + DR^{iklm} R_{iklm} + ER^{iklm} R_{ilk m}] \quad (A, B, C, D, E \sim 1).$$

Согласно [4–8] $\int \frac{dk}{k} \sim 137$, поэтому третий член существенен при $R \geq 1/137$ (в гравитационных единицах), т.е. в окрестности особой точки фридмановской модели Вселенной.

Автор выражает благодарность Я.Б. Зельдовичу за обсуждение, послужившее толчком к данной работе, а также за ознакомление с работами [3,8] до их опубликования и за полезные советы.

Поступило в редакцию

28 VIII 1967

Литература

- [1] Е.М.Лифшиц, ЖЭТФ 29, 94 (1954).
- [2] Н.В.С.Сasimir, Proc. Nederl. Akad. Wetensch. 60, 793 (1948).
- [3] Я.Б.Зельдович, Письма в ЖЭТФ 6, 900 (1967).
- [4] Е.С.Фрадкин, ДАН 98, 47 (1954).
- [5] Е.С.Фрадкин, ДАН 100, 897 (1955).
- [6] Е.С.Фрадкин, ЖЭТФ 28, 750 (1955).
- [7] Л.Д.Ландау, И.Я.Померанчук, ДАН 102, 489 (1955).
- [8] Я.Б.Зельдович, Письма в ЖЭТФ 6, 1233 (1967).

18. ВАКУУМНЫЕ КВАНТОВЫЕ ФЛУКТУАЦИИ В ИСКРИВЛЕННОМ ПРОСТРАНСТВЕ И ТЕОРИЯ ГРАВИТАЦИИ*

В теории гравитации Эйнштейна зависимость действия для пространства-времени от кривизны постулируется в виде

$$S(R) = -\frac{1}{16\pi G} \int (dx) \sqrt{-g} R. \quad (1)$$

Такое действие приводит к «метрической упругости» пространства, т.е. к появлению обобщенной силы, противодействующей искривлению пространства.

Нами будет рассмотрена гипотеза о том, что действие (1) отождествляется с действием, описывающим изменение вакуумных квантовых флуктуаций за счет искривления пространства. Таким образом, мы трактуем метрическую упругость пространства как явление типа эффекта смещения уровней (см. также работу [1]).

В современной квантовой теории поля тензор энергии-импульса вакуумных квантовых флуктуаций $T_k^i(0)$ и соответствующее действие $S(0)$ (формально пропорциональное интегралу по импульсам виртуальных частиц, расходящемуся как четвертая степень импульса $\int k^3 dk$) полагаются на самом деле равными нулю.

Недавно Я.Б. Зельдович [2] предположил, что гравитационное взаимодействие может привести к некоторому «малому» отклонению от этих нулевых значений, и следовательно, к некоторой конечной величине эйнштейновской космологической постоянной, подтверждая таким образом недавнюю новую интерпретацию

*Препринт Института прикладной математики АН СССР, Москва, 1967. (В сборнике препринтов *Gravitation and Field Theory*, октябрь, 1967).

данных космологических наблюдений. Здесь мы интересуемся зависимостью действия для квантовых флуктуаций от кривизны пространства. Разлагая плотность функции Лагранжа $L(R)$ в степенной ряд по кривизне, имеем

$$L(R) = L(0) + A \int k dk \cdot R + B \int \frac{dk}{k} R^2 + \dots \quad (2)$$

Первый член отвечает эйнштейновской космологической постоянной. Следующий член отвечает, согласно нашей гипотезе, действию (1), т.е.

$$G = -\frac{1}{16\pi A \int k dk}, \quad A \sim 1. \quad (3)$$

Третий член не является существенным для настоящего рассмотрения и записан в символической форме¹.

Расходящиеся интегралы по импульсам виртуальных частиц в уравнениях (2) и (3) выписаны исходя из соображений размерности. Учитывая численное значение гравитационной постоянной G , мы находим, что эффективный предел интегрирования в уравнении (3) равен

$$k_0 \sim 10^{28} \text{ эВ} \sim 10^{33} \text{ см}^{-1}.$$

В гравитационной системе единиц, $G = \hbar = c = 1$, имеем $k_0 = 1$. Согласно М.А. Маркову, значение k_0 определяет массу самой тяжелой из возможно существующих частиц, которую он называет «максимоном». Естественно, однако, предположить, что та же самая величина k_0 определяет область применимости существующих понятий пространства и причинности.

В общей теории относительности предполагается риманова геометрия пространства-времени, где частицы движутся вдоль геодезических и для действия кривого пространства имеет место выражение (1). Согласно гипотезе этой статьи, второй постулат следует из первого.

Чтобы проиллюстрировать предложенную концепцию природы гравитации, мы вычислим изменение действия при переходе от плоского пространства к кривому для «модельной» теории, в которой имеется два вида полей (оба поля являются свободными; взаимодействие отсутствует): c_0 , поле «действительных» частиц с массой $M_0 (c_0 M_0^2 > 0)$ и поле «духов» c_1 , с массой $M_1 (c_1 M_1^2 < 0)$. M_0 и $|M_1| \sim k_0$;

¹ Более точно мы имеем:

$$\int \frac{dk}{k} [BR^2 + CR^{ik} R_{ik} + DR^{iklm} R_{iklm} + ER^{iklm} R_{ilk m}], \quad \text{где } (A, B, C, D, E \sim 1).$$

Согласно работам [4] и [5], $\int \frac{dk}{k} \sim 137$ (ср. с (A4) в Приложении). Этот член является существенным вблизи фридмановской сингулярности при $R \gtrsim 1 / \int \frac{dk}{k} \sim 1/137$ (в единицах G).

для простоты мы рассматриваем только бозонные поля (нейтральные скалярные поля), разность $S(R) - S(0)$ зависит от кривизны R и пропорциональна RM_0^2 .

Действие вычисляется путем интегрирования по фейнмановским траекториям. Под траекторией для поля φ мы понимаем произвольную функцию в пространстве-времени. Удобно разложить эту функцию в ряд по собственным функциям волнового уравнения:

$$\begin{aligned}\varphi(\xi, t) &= \sum \varphi_i(\xi, t) z_i, \\ \square \varphi_i + \lambda_i \varphi_i &= 0, \quad \int_V \varphi_i^2 dx = 1.\end{aligned}\tag{4}$$

Здесь λ_i – собственные значения волнового уравнения.

Классическое действие для «траектории», определенной набором чисел z_i , есть

$$S = \frac{1}{2} \sum_i (\lambda_i - M_b^2) z_i^2 = \sum S_i.\tag{5}$$

Из уравнения (5) и стационарности действия, $\partial S / \partial z_i = 0$, следует классическое уравнение движения

$$z_i = 0 \text{ для } \lambda_i \neq M_b^2.$$

Вычислим теперь фейнмановский интеграл по путям,

$$e^{iS_b} = \frac{1}{N} \prod_i \int_{-\infty}^{+\infty} dz_i e^{iS_i},\tag{6}$$

откуда фаза S_b (действие для квантовых флуктуаций бозонного поля) есть

$$S_b = \frac{\pi}{4} \sum_i \text{sign} (\lambda_i - M_b^2).\tag{7}$$

Аналогичная формула для фермионов отличается от выражения (7) знаком. Это отвечает отрицательной энергии «дираковского фона»:

$$S_f = -\frac{\pi}{4} \sum_i \text{sign} (\lambda_i - M_f^2).\tag{8}$$

При искривлении пространства суммы S_b и S_f претерпевают некоторые изменения. Это изменение наиболее легко вычисляется для простейшего случая кривого пространства-времени – гипersферы с постоянным радиусом a . След тензора Риччи равен в этом случае

$$R = -R_\xi = -\frac{6}{a^2}$$

(R_ξ есть след пространственного тензора; предполагается сигнатура + ---).

Рассмотрим четырехмерный объем $V = V_\xi T$, где $0 < t < T$ и $V = 2\pi^2 a^3$.

Подставляя $\varphi_i = e^{i\omega_n t} \psi_m(\xi)$, имеем

$$\begin{aligned} \Delta \psi_m + k^2 \psi_m &= 0, \\ \lambda &= \omega^2 - k^2, \\ k^2 &= \frac{1}{a^2} J(J+2), \\ g(J) &= (J+1)^2. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь $J = 0, 1, 2, \dots$ – гиперсферический угловой момент, и $g(J)$ – его статистический вес.

Используя уравнение (9), находим спектральную плотность для числа собственных значений λ_i в объеме $dk d\omega$:

$$dN_b = dk d\omega \frac{V}{2\pi} \left(\frac{k^2}{2\pi^2} + \frac{1}{4\pi^2 a^2} \right). \quad (10)$$

Уравнение (10) легко обобщается на случай произвольной не зависящей от времени геометрии заменой V_ξ/a^2 на $\frac{1}{6} \int d\xi \sqrt{g(\xi)} R_\xi$. В зависящем от времени случае $a(t)$ спектральная плотность должна рассматриваться по отношению к объему $d\lambda dJ$.

Первый член в скобках в уравнении (10) отвечает плоскому пространству. Поэтому, согласно уравнениям (7) и (8),

$$S(R) - S(0) = \frac{\pi}{4} \frac{V}{2\pi} \frac{1}{4\pi^2 a^2} \int_0^{+\infty} dk \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega f(\lambda) \left[c_0 \text{sign}(\lambda - M_0^2) + c_1 \text{sign}(\lambda - M_1^2) \right]. \quad (11)$$

Интеграл (11) расходится для действительных частиц M_0 и M_1 , поэтому, рассматривая $M \sim k_0$, формально предположим существование «духовых» частиц, которые входят в (11) с отрицательным весом, т.е.

$$c_0 M_0^2 + c_1 M_1^2 = 0. \quad (12a)$$

$f(\lambda)$ есть обрезаящая функция, которую мы предполагаем «четной» т.е.

$$f(\lambda) = \begin{cases} 1 & \text{при } |\lambda| < k_0^2, \\ 0 & \text{при } |\lambda| > k_0^2. \end{cases} \quad (12b)$$

Если $f(\lambda)$ не является «четной», т.е.

$$f(\lambda) = 1 \quad \text{при} \quad -k_1^2 < \lambda < k_0^2, \quad \frac{k_0^2 - k_1^2}{2} = M_0^2, \quad (12c)$$

интеграл (11) сходится без введения частиц-«духов». Выполняя в несобственном интеграле (11) интегрирование по переменным k, ω , находим

$$S(R) - S(0) = \frac{V c_0 M_0^2 \ln|c_0/c_1|}{32\pi^2 a^2}. \quad (13)$$

Сравнивая уравнения (13) и (1), находим

$$G = \frac{12\pi}{c_0 M_0^2 \ln|c_0/c_1|}. \quad (14)$$

Таким образом, $M_0 \sim 10^{28} \text{эВ}$, $|M_1| > M_0$.

На возможность пренебрежения лагранжианом свободного электромагнитного поля при вычислении перенормировки заряда было впервые указано в работах [3] и [4].

Наш подход к гравитации весьма сходен с подходом к квантовой электродинамике, использовавшимся в работе [4]. Формула (14) настоящей работы похожа на соответствующую формулу для e_0^2 , определяющую эффективное число заряженных полей (см. уравнение (A4)).

Автор благодарен Я.Б. Зельдовичу за обсуждение, послужившее отправной точкой для настоящего исследования, а также за предоставленную им возможность прочтения работ [2] и [5] до их опубликования и полезные обсуждения.

В работе [5] Зельдович развивает идею исключения из рассмотрения в электродинамике начального лагранжиана свободного поля. В Приложении мы исследуем эту проблему методом функционального интегрирования, следуя тем же путем, что и при нашем рассмотрении гравитации.

Приложение

Вычислим изменение действия для заряженных бозонов с нулевым спином, а также заряженных фермионов со спином 1/2 при включении электромагнитного поля.

При наличии поля собственные функции скалярного поля могут быть найдены из уравнения

$$\left[\left(\frac{\partial}{\partial x_0} - ie_0 A_0 \right)^2 - \left(\frac{\partial}{\partial \xi_\alpha} - ie_0 A_\alpha \right)^2 + \lambda_i \right] \varphi_i = 0, \quad (A 1)$$

где e_0 – элементарный заряд.

В фермионном случае φ_i есть двухкомпонентный спинор и, более того, необходимо добавить член $\sigma(H + iE)$.

Предположим, что вариация спектральной плотности $P = dN/d\lambda$ для величин λ_i , возникающая при включении поля, описывается уравнением

$$P(A) - P(0) = B \frac{e_0^2}{\lambda} \int dx (E^2 - H^2). \quad (A 2)$$

Уравнение (A2) является чисто математическим утверждением. Мы не доказали его в общем виде, однако его справедливость кажется весьма правдоподобной, поскольку оно выполняется для случая постоянного однородного магнитного поля. В этом случае имеем

$$B = \frac{1}{48\pi^3} \quad (\text{скалярное поле}),$$

$$B = -\frac{1}{12\pi^3} \quad (\text{спин } 1/2).$$

Используя эти значения констант, а также уравнения (A2), (7) и (8) и обрезающую функцию (12), можно легко вычислить главное значение вышеприведенного интеграла:

$$S(A) - S(0) = \pi e_0^2 \sum_j |B| \ln \frac{k_0}{m_j} \int dx (E^2 - H^2). \quad (\text{A3})$$

Сумма берется по различным видам заряженных частиц – подобно работе [4].

Согласно идее Я.Б. Зельдовича [5], это выражение равно действию электромагнитного поля $(1/8\pi) \int dx (E^2 - H^2)$. Если все частицы в уравнении (A3) – это фермионы со спином $1/2$, то находим

$$e_0 = \frac{3\pi}{2 \sum_j \ln(k_0/m_j)}. \quad (\text{A4})$$

Эта формула совпадает с полученной Ландау и Померанчуком [4] при вычислении поляризации вакуума. Для скалярных частиц этот результат отвечает полученному Горьковым и Халатниковым [6].

Литература

- [1] Е.М. Лифшиц, ЖЭТФ **29**, 94 (1955). В этой работе молекулярное притяжение твердых тел вычислялось как следствие изменения спектра электромагнитных флуктуаций. Как отмечается в этой статье, специальный случай притяжения металлов был ранее рассмотрен в работе Казимира (H.V.G. Casimir, Proc. Nederl. Akad. Wetensch. **51**, 793 (1948)).
- [2] Я.Б. Зельдович, Письма в ЖЭТФ **6**, 922 (1967).
- [3] Е.С. Фрадкин, ДАН СССР **98**, 47 (1954); **100**, 897 (1955); ЖЭТФ **28**, 750 (1955).
- [4] Л.Д. Ландау, И.Я. Померанчук, ДАН СССР **102**, 489 (1955).
- [5] Я.Б. Зельдович, Письма в ЖЭТФ **6**, 1233 (1967).
- [6] Л.П. Горьков, И.М. Халатников, ДАН СССР **104**, 197 (1955).

19. СПЕКТРАЛЬНАЯ ПЛОТНОСТЬ СОБСТВЕННЫХ ЗНАЧЕНИЙ ВОЛНОВОГО УРАВНЕНИЯ И ПОЛЯРИЗАЦИЯ ВАКУУМА*

Эффективная функция Лагранжа поляризации вакуума выражена через спектральную плотность собственных значений волнового уравнения и через связанную с ней 5-мерную функцию Грина, введенную В.А. Фоком в его методе 5-й координаты. Метод применим для произвольно сильных внешних полей, но в пренебрежении взаимодействием вакуумных полей. Конкретные вычисления проведены для поляризации вакуума гравитационным и электромагнитным полями.

1. Введение

Статья является методическим и математическим дополнением к работам автора [1] и [2]. В этих работах была изложена гипотеза «нулевого лагранжиана» гравитационного и электромагнитного полей (в последнем случае исходная идея принадлежит Померанчуку и Ландау, Фрадкину и Зельдовичу [3]). В простейшей форме гипотеза сводится к тому, что функция Лагранжа бозонных полей (гравитационного, электромагнитного и мезонных) порождена эффектами поляризации вакуума фермионов. Термин поляризация вакуума в этой работе употребляется в более широком смысле, чем это обычно принято, – к поляризации отнесены лагранжевы функции свободных бозонных полей и даже космологическая постоянная.

В этой работе мы изложим метод вычисления поляризационной эффективной функции Лагранжа, основанный на понятии спектральной плотности волнового уравнения (раздел 2). В разделе 3 находится связь спектральной плотности с функцией Грина, определенной в пятимерном пространстве (физическое пространство, дополненное пятой вспомогательной координатой). Вспомогательная пятая координата («собственное время») впервые была введена В.А. Фоком в 1937 г. [9]. Дальнейшее развитие этот метод получил в работах Швингера и других авторов [10]. Наш способ вывода общей формулы (25) для эффективной поляризационной функции Лагранжа отличается от подхода этих авторов.

В 4-м разделе общий метод применяется к гравитационному полю. В модельной теории формальным обрезанием расходящихся интегралов найдено выражение для гравитационной постоянной, имеющее правильный знак ($G > 0$). В 5-м разделе метод иллюстрируется на примере электромагнитного поля, вновь получены хорошо известные формулы поляризации вакуума электромагнитным полем. Обозначения: сигнатура метрического тензора (+ – – –); применяются гравитационные единицы, в которых $G = \hbar = c = 1$.

*ТМФ 23, 178–190 (1975).

2. Спектральная плотность собственных значений волнового уравнения

В работе [2] содержится предварительный набросок идеи нового метода расчета поляризации вакуума. В целях связности изложения часть этого раздела (формулы (1)–(5)) представляют собой повторение этих идей с некоторыми необходимыми уточнениями.

Рассматривается эффект поляризации вакуума внешним полем $\psi(x)$, которое считается заданным. Все те элементарные поля, с которыми взаимодействует поле ψ , обозначим $\varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_j, \dots$. Пренебрегаем взаимодействием полей φ между собой. Это основное предположение этой работы, эквивалентное ограничению «однопетлевыми» диаграммами. Благодаря этому предположению физическое значение работы не слишком велико, она скорее носит методический или математический характер. Для наиболее простой иллюстрации идеи работы [2] поля φ будем считать нейтральными скалярными, а поле ψ – заданным нейтральным тензорным g_{ik} или векторным A_i полем. g_{ik} – метрический тензор гравитационного поля, A_i – потенциал электромагнитного поля.

Пусть поле $\psi(x)$ задано в некотором 4-мерном объеме V . Суммарное действие полей φ_j в этом объеме есть функционал $S(\psi)$. Значение функционала при $\psi = 0$ (вакуумное значение) обозначим $S(0)$. Очевидно, $S(\psi) - S(0)$ есть эффект поляризации вакуума полем ψ . По гипотезе нулевого лагранжиана эта разность и есть эффективное действие поля ψ . Функционал $S(\psi) = \sum S_j$ есть сумма функционалов для отдельных полей φ_j . Вычисляем одно из этих слагаемых (опуская для краткости индекс j). Разлагаем φ в ряд по собственным функциям волнового уравнения (в простейшем случае это просто разложение в четырехмерный ряд Фурье):

$$\varphi = \sum z_i \varphi_i, \quad \square_\psi \varphi_i + (m^2 + \Lambda_i) \varphi_i = 0, \quad (1)$$

$$\int dx (-g)^{1/2} \varphi_i \varphi_i^\dagger = \delta_{ii'}. \quad (2)$$

Здесь символ \square_ψ означает обобщенный оператор Д'Аламбера в присутствии заданного поля ψ . При $\psi = 0$ имеем $\square_0 = \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x_1^2} - \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} - \frac{\partial^2}{\partial x_3^2}$. Если $\psi = A_i$ – электромагнитное поле, то заменяем $\nabla \rightarrow \nabla_\psi = \nabla - ieA$. Если $\psi = g_{ik}$, то \square_ψ есть оператор Бельтрами¹. φ_i^\dagger – собственная функция сопряженного уравнения, Λ_i – собственное значение волнового уравнения, каждое Λ_i есть функционал ψ . Если $\psi = 0$, $\Lambda_i = \omega_i^2 - k_i^2 - m^2$. Классическое действие для поля φ примем равным

$$S_{\text{кл}} = \sum_i S_i, \quad S_i = \frac{z_i^2}{2} \Lambda_i. \quad (3)$$

¹Вообще говоря, уравнение для скаляра φ может содержать дополнительный член $(-R\varphi/6)$, R – след тензора Риччи), обеспечивающий при $m = 0$ конформную инвариантность теории. Для обсуждения основ метода эти подробности несущественны.

Эта формула находится в соответствии с классическими уравнениями движения. Действие квантовых флуктуаций находим как фазу континуального интеграла при вариации φ :

$$S = \arg \int \{\delta\varphi\} e^{iS_{\text{кл}}} = \sum \arg \int_{-\infty}^{+\infty} dz_i e^{iz_i^2 \Lambda_i / 2} = \frac{\pi}{4} \sum \text{sign } \Lambda_i . \quad (4)$$

Интеграл по dz_i вычислен заменой переменных

$$iz_i^2 = -\zeta_i^2 \text{sign } \Lambda_i , \quad dz_i = d\zeta_i e^{i\frac{\pi}{2} \text{sign } \Lambda_i} .$$

Обобщая (4) на наличие спинорных полей φ_j и учитывая статистический вес g_j , имеем общую формулу

$$S(\psi) = \frac{\pi}{4} \sum_j g_j C_j \sum_i \text{sign } r \Lambda_{ij} . \quad (5)$$

Здесь

$$C_j = \begin{cases} +1, & \text{если поле } \varphi_j \text{ бозонное,} \\ -1, & \text{если поле } \varphi_j \text{ фермионное.} \end{cases} \quad (5a)$$

Множитель C_j учитывает, что для спинорных полей вклад в действие имеет обратный знак. В сумме (5) формально введен фактор сходимости неизвестной физической природы. «Обрезанная» весовая функция равна

$$\text{sign } r \Lambda = \begin{cases} \text{sign } \Lambda & \text{при } |\Lambda| < \Lambda_0, \\ 0 & \text{при } |\Lambda| > \Lambda_0 \end{cases} \quad (5b)$$

или

$$\text{sign } r \Lambda = e^{-|\Lambda|/\Lambda_0} \text{sign } \Lambda , \quad (5b)$$

Λ_0 – квадрат обрезавшей массы. Примем $\Lambda_0 \sim 1$ в гравитационных единицах.

Для дальнейшей дискуссии отвлечемся от конкретного вида функции $\text{sign } r \Lambda$ и рассмотрим сумму с произвольной функцией $\Phi(\Lambda)$

$$\Sigma_{\Phi} = \sum_i \Phi(\Lambda_i) . \quad (6)$$

Сумма Φ является расходящейся, так как в любом интервале $(\Lambda, \Lambda + d\Lambda)$ содержится бесконечное число собственных значений Λ_i . Например, в случае $\psi = 0$, приняв в качестве объема V параллелепипед, находим, что точки k_{i0} , k_{i1} , k_{i2} , k_{i3} образуют бесконечную периодическую 4-мерную решетку. Между двумя гиперболами $\Lambda = \text{const}$ и $\Lambda + d\Lambda = \text{const}$ расположен бесконечный объем, содержащий бесконечное число узлов решетки. Аналогичным образом обстоит дело в общем случае.

Введем понятие «условной сходимости» суммы Φ . Для простоты ограничимся случаем, когда объем V топологически эквивалентен 4-мерному кубу. Непрерывно деформируя V в куб L^4 и устремляя $\psi \rightarrow 0$, переводим функции φ_i в функции вида $\exp \frac{2\pi i}{L}(n_0 x_0 - n_1 x_1 - n_2 x_2 - n_3 x_3)$. Определим инвариант процесса деформации: $J(i) = n_0^2 + n_1^2 + n_2^2 + n_3^2$. Сумма Φ условно сходящаяся, если существует предел

$$\lim_{J_0 \rightarrow \infty} \sum_i e^{-J(i)/J_0} \Phi(\Lambda_i) \stackrel{\text{def}}{=} \Sigma_\Phi. \quad (7)$$

Возможны и другие эквивалентные определения.

Сумма (6) является условно сходящейся, если выполнены условия суммируемости:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} d\Lambda \Phi(\Lambda) = 0, \quad (8)$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} d\Lambda \Lambda \Phi(\Lambda) = 0, \quad (9)$$

и функция $\Phi(\Lambda)$ достаточно быстро убывает при $\Lambda \rightarrow \infty$; идея доказательства этого утверждения намечена в следующем разделе.

Определим теперь спектральную плотность собственных значений волнового уравнения $P(\Lambda)$, потребовав

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{1}{\varepsilon^k} \left\{ \sum_i \Phi_k(\varepsilon \Lambda_i) - \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi_k(\varepsilon \Lambda) P(\Lambda) d\Lambda \right\} = 0. \quad (10)$$

Функции Φ_k удовлетворяют некоторым условиям, зависящим от k . При $k = 1, 2$ предполагаем, что $\Phi(\varepsilon \Lambda)/\varepsilon$ не стремится к бесконечности при $\delta \rightarrow 0$.

В силу условий (8), (9) функция $P(\Lambda)$ определяется формулой (10) неоднозначно, а именно с точностью до прибавления произвольной линейной функции Λ .

Интеграл $\int_{-\infty}^{+\infty} \Phi(\Lambda) P(\Lambda) d\Lambda$ не изменяется при преобразовании

$$P(\Lambda) \rightarrow P(\Lambda) + A\Lambda + B. \quad (11)$$

Представляя функцию $P(\Lambda)$ в виде ряда

$$P(\Lambda) = C_0 \lambda \ln \frac{|\lambda|}{\lambda_0} + C_1 \lambda \ln \frac{|\lambda|}{\lambda_1} + \frac{C_2}{\lambda} + \frac{C_3}{\lambda^2} + \dots, \quad (12)$$

где $\lambda = m^2 + \Lambda$, определяем коэффициенты C_0, C_1 и т.д. последовательно из формулы (10). Эти коэффициенты не зависят от вида функции Φ . Коэффициенты λ_0 и λ_1 произвольны в соответствии с (11).

3. Метод функций Грина в пятимерном пространстве

В работе Мак-Кина и Зингера [4] рассмотрено уравнение Гельмгольца в n -мерном римановом пространстве с дефинитной метрикой (мы слегка изменим их обозначения):

$$\Delta\varphi_i + \lambda_i\varphi_i = 0 . \quad (13)$$

Показано, что сумма

$$\Sigma(\tau) = \sum_i e^{-i\lambda_i\tau} \quad (14)$$

может быть вычислена с помощью функции Грина во вспомогательном $n + 1$ -мерном пространстве. Здесь функция Грина $G(x_0, x_1, \tau)$ – это нормированное сингулярное решение уравнения

$$\Delta G = \partial G / \partial \tau . \quad (15)$$

В [4] доказано, что

$$\Sigma(\tau) = \int dx(g)^{1/2} G(x, x, \tau) , \quad x = x_0 = x_1 . \quad (16)$$

Как указывают Мак-Кин и Зингер, одним из авторов исходной идеи является М. Кац.

Мы применим здесь аналогичный метод к нахождению функции плотности $P(\Lambda)$ в случае реального физического пространства, т.е. для волнового уравнения (1). Обозначив вспомогательную пятую переменную буквой l , напомним по аналогии с (15) уравнение для пятимерной функции Грина

$$\square_\psi G = i\partial G / \partial l . \quad (17)$$

Уравнение типа (17) впервые введено В.А. Фоком [9]. Функция Грина G зависит от 9 переменных t_0, x_0, y_0, z_0 (сокращенно x_0), t_1, x_1, y_1, z_1 (сокращенно x_1), $l = l_1 - l_0$. Если функция φ многокомпонентная, G зависит также от дискретных чисел начального и конечного по l состояния, т.е. является матрицей $G_{m_0 m_1}$ (не должно вызывать путаницы обозначение одной и той же буквой дискретной переменной и массы поля m). Функция Грина, определенная формулой (17), удовлетворяет интегральному соотношению, аналогичному формуле (16),

$$\Sigma(l) = \sum_i e^{i\lambda_i l} = \int (dx)(-g)^{1/2} \text{Sp} G_{m_0 m_1}(x, x, l) , \quad x = x_1 = x_0 , \quad (18)$$

λ_i в этой формуле – собственные числа волнового уравнения

$$\square_\psi \varphi_i + \lambda_i \varphi_i = 0 , \quad \lambda_i = \Lambda_i + m^2 .$$

Доказательство формулы (18) основано на представлении функции Грина в форме условно сходящейся суммы (см. выше (7)):

$$G_{m_0 m_1}(x_0, x_1, l) = \lim_{J_0 \rightarrow \infty} \sum_i \exp \left\{ -\frac{J}{J_0} + i l \lambda_i \right\} \varphi_i(x_1, m_1) \varphi_i^+(x_0, m_0). \quad (19)$$

Определенная (19) функция удовлетворяет уравнению (17) и переходит в четырехмерную δ -функцию при $l \rightarrow 0$ в силу соотношений ортогональности

$$\lim_{J_0 \rightarrow \infty} \sum_i e^{-J/J_0} \varphi_i(x_1, m_1) \varphi_i^+(x_0, m_0) = \delta(x_0 - x_1) \delta_{m_0 m_1}.$$

Полагая в (19) $x_1 = x_0 = x$ и $m_1 = m_0 = m$, интегрируем по x и суммируем по m . Приходим к (18), где сумма по i также подразумевается в смысле (7). Факт сходимости суммы находится в соответствии с тем, что функция $e^{i\lambda l}$ удовлетворяет при $l \neq 0$ условиям (8) и (9). Покажем теперь, каким образом эти условия связаны со сходимостью суммы (7) для произвольной весовой функции $\Phi(\lambda)$. Положим

$$\Phi(\lambda) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(l) e^{i\lambda l} dl, \quad f(l) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi(\lambda) e^{-i\lambda l} d\lambda.$$

Из (8) и (9) следует $f(0) = \frac{df}{dl}(0) = 0$, что допускает сходимость интеграла $I = \int dl dx \text{Sp} G(x, x, l) f(l)$ в окрестности $l = 0$, несмотря на наличие у $G(l)$ особенности при $l = 0$ вида $\frac{\alpha}{|l|} + \frac{\beta}{|l|}$ (см. ниже (23)). Интеграл сходится в этом случае при наличии дополнительных мало ограничительных условий на функцию $\Phi(\lambda)$ (например, при $\Phi(\lambda)$, ограниченной по модулю и убывающей при $\lambda \rightarrow \pm\infty$ таким образом, что обеспечивается абсолютная сходимость интеграла этой функции).

Из (18) следует

$$I = \int dl \lim_{J_0 \rightarrow \infty} \sum_i \left\{ -\frac{J}{J_0} + i \lambda_i l \right\} f(l)$$

или, меняя порядок суммирования и интегрирования,

$$\int dl \lim_{J_0 \rightarrow \infty} \sum_i e^{-J/J_0} \Phi(\lambda_i) = I.$$

Таким образом, сумма (7) сходится к конечному значению I .

Введем теперь локальную спектральную плотность волнового уравнения $\rho_m(\lambda, x)$, связанную с интегральной плотностью $P(\lambda)$ соотношением

$$\sum_m \int dx (-g)^{1/2} \rho_m(\lambda, x) = P(\lambda) \quad (20)$$

(напомним, что $\lambda = m^2 + \Lambda$).

Из (18) и (20) следует, что

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \rho(\lambda, x, t) e^{-i\lambda l} d\lambda = G_{mm}(x, x, l). \quad (21)$$

Найдем вид функции G в плоском пространстве при $\psi = 0$. Имеем $G_0 = G_t G_x G_y G_z$, $G_t = a_t \frac{1}{(4\pi l)^{1/2}} e^{-it^2/4l}$, $G_x = \frac{a_x}{(4\pi l)^{1/2}} e^{ix^2/4l}$ и аналогично для y, z .

Нормировочные коэффициенты определяются из условий $\int_{-\infty}^{+\infty} dt G_t(t, t, l) = 1$ и т.д. отдельно для $l > 0$ и $l < 0$.

Находим

$$G_0 = -\frac{i \operatorname{sign} l}{(4\pi l)^2} e^{-i(t^2 - x^2)/4l}. \quad (22)$$

Записав $\rho(\lambda)$ и $G(l)$ в виде рядов, имеем

$$\begin{aligned} \rho_m &= a_0 \lambda \ln \frac{|\lambda|}{\lambda_0} + a_1 \ln \frac{|\lambda|}{\lambda_1} + a_2 \lambda^{-1} + a_3 \lambda^{-2} + \dots, \\ G_{mm} &= \operatorname{sign} l \left\{ A_0 l^{-2} + A_1 l^{-1} + A_2 + A_3 l + \dots \right\}, \end{aligned} \quad (23)$$

$$a_0 = iA_0/\pi = 1/16\pi^3, \quad a_1 = -A_1/\pi, \quad a_2 = -iA_2/\pi,$$

$$a_3 = -A_3/\pi, \quad a_4 = 2iA_4/\pi \text{ и т.д.}$$

Указанная связь коэффициентов a и A следует из формулы (21). Из формулы (5) следует, что приращение эффективного лагранжиана, обусловленное поляризацией вакуума частиц поля φ при наличии некоторого внешнего поля ψ ,

$$\Delta \mathcal{L}_j = \frac{\pi C_j}{4} \sum_m \int_{-\infty}^{+\infty} d\lambda \operatorname{sign} \tau \Lambda \cdot (\rho_\psi - \rho_0). \quad (24)$$

Применяя к (24) и (20) теорему теории интегралов Фурье о свертке, подставим $\Delta \mathcal{L}_j$ в виде интеграла по вспомогательной переменной l :

$$\Delta \mathcal{L}_j = \frac{\pi C_j}{4} \int_{-\infty}^{+\infty} dl Z(l) R_\psi(l),$$

$$R_\psi(l) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \sum_m (\rho_\psi - \rho_0) e^{i\lambda l} d\lambda = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} (\operatorname{Sp} G_\psi - \operatorname{Sp} G_0),$$

$$Z(l) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \operatorname{sign} \tau (\lambda - m_j^2) e^{-i\lambda l} d\lambda = \frac{2i}{\sqrt{2\pi}} e^{-im_j^2 l} \operatorname{Reg}\{1/l\},$$

где $\text{Reg}\{1/l\}$ означает функцию, «обрезанную» при $|l| \lesssim 1/\Lambda_0$ (используя (5в)), имеем $\text{Reg}\{1/l\} = l/(l^2 + \Lambda_0^{-2})$. Подставляя, находим

$$\begin{aligned} \Delta \mathcal{L}_j &= -\frac{iC_j}{4} \int_{-\infty}^{+\infty} dl \text{Reg}\{1/l\} e^{-im_j^2 l} (\text{Sp}G_\psi - \text{Sp}G_0) = \\ &= \frac{C_j}{2} \int_{1/\Lambda_0}^{\infty} \frac{dl}{l} \text{Im} \left\{ e^{-im_j^2 l} (\text{Sp}G_\psi - \text{Sp}G_0) \right\} = \\ &= \frac{C_j}{2} \int_{1/\Lambda_0}^{\infty} \frac{dl}{l} \left\{ \cos m_j^2 l (\text{Im Sp}G_\psi - \text{Im Sp}G_0) - \sin m_j^2 l \text{Re Sp}G_\psi \right\}. \end{aligned} \quad (25)$$

4. Космологическая постоянная и поляризация вакуума гравитационным полем

Лагранжева функция \mathcal{L}_0 плоского пространства при $\psi = 0$ с точностью до знака есть космологическая постоянная Эйнштейна (ср. с постановкой проблемы и вычислениями в работе Я.Б. Зельдовича [5]). При выполнении условий суммирования (8) и (9) на основании (5) имеем

$$\mathcal{L}_0 = \frac{\pi}{4} \sum_j g_j C_j \sum_i \text{sign } r \Lambda_{ij} = \frac{\pi}{4} \int_{-\infty}^{+\infty} d\lambda \sum_j C_j \rho_{0j}(\lambda) \text{sign } r(\lambda - m_j^2), \quad (26)$$

где $\rho_{0j} = g_j \left(\lambda \ln \frac{|\lambda|}{\lambda_0} \right) / 16\pi^3$.

Напомним, что $C_j = \pm 1$ для бозонов (фермионов). Условие суммируемости (8) выполняется автоматически (так как $\int \text{sign } r(\lambda) d\lambda = 0$), условие (9) сводится к

$$\sum_j g_j C_j = 0. \quad (27)$$

Вычисление интеграла (26) при условии (27) можно произвести с помощью формулы типа (25)

$$\mathcal{L}_0 = -\frac{1}{2} \int_{1/\Lambda_0}^{\infty} \frac{dl}{l} \sum_j g_j C_j \frac{\cos m_j^2 l}{16\pi^2 l^2}. \quad (28)$$

Имеем (с логарифмической точностью)

$$\mathcal{L}_0 = \frac{1}{64\pi^2} \sum_j g_j C_j m_j^4 \ln \frac{\Lambda_0}{m_j^2}. \quad (29)$$

В действительности, как известно, величина \mathcal{L}_0 (с точностью до знака – космологическая постоянная Эйнштейна) или равна 0, или чрезвычайно мала. В

модельной теории невзаимодействующих частиц равенство нулю \mathcal{L}_0 может иметь место в результате компенсации вкладов бозонов и фермионов. В более реалистической теории с учетом взаимодействия и спонтанного нарушения симметрии равенство нулю \mathcal{L}_0 следует рассматривать как физическое условие, налагаемое на постоянные, входящие в затравочный лагранжиан².

В искривленном римановом пространстве (т.е. в пространстве, в котором тензор Римана R_{iklm} отличен от нуля) $\rho(\lambda)$, $G(l)$ и \mathcal{L} изменяются (поляризация вакуума гравитационным полем).

Представим функцию Грина в форме

$$G_{Rj} = G_{0j} \left(1 + iQRl - [U_j R^2 + V_j R^{ik} R_{ik} + W_j R^{iklm} R_{iklm} + Y \square R] l^2 + \dots \right). \quad (30)$$

Коэффициенты Q , U и т.д. найдены в дополнении 1 для скалярного, спинорного и векторного поля φ_j .

Подставляя в (25), с учетом $G_{0j} = -ig_j \text{sign } l / 16\pi^2 l^2$, имеем поправку первого порядка

$$\Delta \mathcal{L}_{1j} = -\frac{RQ_j C_j g_j}{2} \int_{1/\Lambda_0}^{\infty} \frac{dl \cos m_j^2 l}{l \cdot 16\pi^2 l}. \quad (31)$$

Аналогичное выражение для поправки второго порядка следующее

$$\Delta \mathcal{L}_{2j} = \frac{[U_j R^2 + V_j R^{ik} R_{ik} + \dots]}{2} \int_{1/\Lambda_0}^{\infty} \frac{dl \cos m_j^2 l}{l \cdot 16\pi^2 l}. \quad (32)$$

Вычисление интегралов в (31) и (32) с логарифмической точностью дает

$$\Delta \mathcal{L}_{1j} = \frac{RQ_j C_j g_j}{32\pi^2} m_j^2 \ln \frac{\Lambda_0}{m_j^2}, \quad (31a)$$

$$\Delta \mathcal{L}_{2j} = \frac{[U_j R^2 + \dots]}{32\pi^2} \ln \frac{\Lambda_0}{m_j^2}. \quad (32a)$$

Приравнявая по гипотезе нулевого лагранжиана сумму $\sum_j \Delta \mathcal{L}_{1j} = -R/16\pi G$, находим, что гравитационная постоянная

$$G = 2\pi / \sum_j Q_j C_j g_j m_j^2 \ln(\Lambda_0/m_j^2). \quad (33)$$

² $\mathcal{L}_0 = 0$ в теориях с суперсимметрией и, возможно, в теориях со спонтанным нарушением суперсимметрии (сообщение В.И. Огиевского).

Таким образом, в модельной теории с формальным обрезанием при $|\Lambda| \sim \Lambda_0$ найден правильный знак $G > 0$ с учетом $Q_j C_j \geq 0$. Формула (33) даст правильное численное значение G ($= 1$ в выбранных единицах), если спектр масс элементарных полей продолжается до $m_j \sim G^{-1/2}$. Выражение (32а) расходится для частиц с массой покоя $m_j = 0$ (нейтрино, фотон, гравитон; последний случай требует специального рассмотрения).

Квадратичную поправку \mathcal{L}_{2j} для гравитонов рассмотрел Де Витт [6]. Он предположил, что для частиц нулевой массы логарифмическая расходимость обрезается на инфракрасном пределе на длинах, зависящих от характера размера задачи L . Наша методика, поскольку она не требует разложения в ряд по степеням тензора кривизны, автоматически приводит к обрезанию инфракрасной расходимости при $l \sim L^2$.

Продемонстрируем это на примере скалярного поля без конформного члена в уравнении движения. Рассмотрим пространство с метрикой

$$ds^2 = dt^2 - dr^2 - L^2 \text{sh}^2 \frac{r}{L} (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2).$$

Применяя метод, описанный в дополнении, находим $G(0,0,l) = G_0(0,0,l) e^{-il/L^2}$. Подставляя в (25), имеем

$$\Delta \mathcal{L} = -\frac{1}{32\pi^2} \int_{1/\Lambda_0}^{\infty} dl \frac{(1 - \cos(l/L^2))}{l^3} = \frac{\ln(L^2 \Lambda_0)}{64\pi^2 L^4}. \quad (34)$$

Коэффициент в выражении с учетом $U = 1/72$, $6/L^2 = R$ соответствует формуле (32а) с обрезанием $l_{\max} = L^2$, $l_{\min} = 1/\Lambda_0$.

5. Поляризация вакуума электромагнитным полем

Другой пример применения общего метода – поляризация вакуума заданным электромагнитным полем. Вектора \mathbf{E} и \mathbf{H} считаем не зависящими от координат. Если хотя бы один из инвариантов $J_1 = \mathbf{E}^2 - \mathbf{H}^2$ или $J_2 = (\mathbf{E} \cdot \mathbf{H})^2$ отличен от нуля, существует преобразование Лоренца, в результате которого $\mathbf{E} \rightarrow \mathbf{E}_0$, $\mathbf{H} \rightarrow \mathbf{H}_0$, так что $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{H}_0$ (и для определенности направлены по оси x). Вектор-потенциал в этой системе отсчета имеет компоненты $A_t = -x E_0/2$, $A_x = t E_0/2$, $A_y = -z H_0/2$, $A_z = y H_0/2$. Вычислим $\Delta \mathcal{L}$ в точке $(0, 0, 0, 0)$. Рассмотрим сначала комплексное скалярное поле φ . Уравнение для функции Грина

$$\square_A G_A = i \frac{\partial G_A}{\partial t}, \quad \square_A = \left(\frac{\partial}{\partial t} - ie A_t \right)^2 - \left(\frac{\partial}{\partial x} - ie A_x \right)^2, \quad (35)$$

имеет решение $G_A = G_1(0, 0, \mathbf{x}, t, l) G_2(0, 0, y, z, l)$. Подставляя в (35)

$$G_1 = \frac{1}{4\pi l} \exp \left\{ -i(t^2 - x^2)\alpha(l) + \beta(l) \right\},$$

$$G_2 = -\frac{1}{4\pi l} \exp \left\{ i(y^2 + z^2)\gamma(l) + \beta(l) \right\} \text{sign } l,$$

находим

$$\alpha = \frac{eE_0}{4} \operatorname{cth}(eE_0l), \quad \beta = \ln \frac{eE_0l}{\operatorname{sh}(eE_0l)},$$

$$\gamma = \frac{eH_0}{4} \operatorname{ctg}(eH_0l), \quad \delta = \ln \frac{eH_0l}{\sin(eH_0l)}.$$

Отсюда функция Грина скалярного комплексного поля при $x_1 = x_0 = (0, 0, 0, 0)$

$$G_A = -\frac{i \operatorname{sign} l}{(4\pi)^2} \frac{eE_0}{\operatorname{sh}(eE_0l)} \frac{eH_0}{\sin(eH_0l)}. \quad (36)$$

Для заряженного спинорного поля уравнение (35) следует рассматривать как четырехрядное с заменой $(\Sigma_x$ и α_x - матрицы Дирака)

$$\square_A \rightarrow \square'_A = \delta_{m_0 m_1} \square_A + \Sigma_x eH_0 + i\alpha_x eE_0, \quad (36a)$$

$$G'_A(0, 0, l) = \delta_{m_0 m_1} G_A \exp l \{-ieH_0 \Sigma + eE_0 \alpha\}.$$

Вклад спинора с массой $m = m_j$ на основании (36a) и (25)

$$\Delta \mathcal{L}_{jA} = -\frac{1}{8\pi^2} \int_{1/\Lambda_0}^{\infty} \frac{dl}{l} \cos m^2 l \left\{ \frac{e^2 E_0 H_0}{\operatorname{tg}(eH_0l) \operatorname{th}(eE_0l)} - \frac{1}{l^2} \right\} \quad (37)$$

(ср. с работой Баталина и Фрадкина [8]).

Разлагая cth и ctg в ряды³ и выражая полиномы по величинам E_0 и H_0 через инварианты J_1 и J_2 , имеем для стоящего в фигурных скобках выражения (37)

$$\left\{ \right\} = \frac{e^2 J_1}{3} - e^4 \left(\frac{J_1^2}{45} + \frac{7J_2}{45} \right) l^2 + e^6 \left(\frac{2}{945} J_1^3 + \frac{13}{945} J_2 J_1 \right) l^4 + \dots$$

После интегрирования (37)

$$\Delta \mathcal{L}_{jA} = -\frac{e^2 J_1}{24\pi^2} \ln \frac{\Delta}{m^2} + \frac{e^4 (J_1^2 + 7J_2)}{360m^4\pi^2} + \frac{e^6 (2J_1^3 + 13J_2 J_1)}{1260\pi^2 m^8} + \dots \quad (38)$$

Сумма логарифмических членов для всех заряженных частиц по гипотезе нулевого лагранжиана должна быть равна $\Delta \mathcal{L}_1 = (E^2 - H^2)/8\pi$, из этого «правила сумм» может быть найдено значение постоянной тонкой структуры e^2 (Ландау и Померанчук [3]). Второй член в (38) – значение поляризации вакуума, найденное Вейскопфом в 1936 г. [7]. Третий член описывает 6-фотонные процессы.

³Это разложение удобно производить на основании формулы

$$\operatorname{cth}(2x) = \frac{1}{2} \left(\operatorname{cthz} + \frac{1}{\operatorname{cthz}} \right), \quad \operatorname{ctg}(2x) = \frac{1}{2} \left(\operatorname{ctgz} - \frac{1}{\operatorname{ctgz}} \right)$$

6. Заключение

В работе содержится новый вывод формул метода собственного времени Фока – Швингера, основанный на понятии спектральной плотности волнового уравнения. Найдено выражение для поляризации гравитационным полем вакуума скалярных, спинорных и векторных частиц с точностью до членов, квадратичных относительно компонент тензора кривизны; для частиц нулевой массы получено выражение, не использующее разложение по степеням тензора кривизны и не содержащее инфракрасной расходимости. Метод проиллюстрирован также на примере электромагнитного поля. Развитая методика легко обобщается на любые процессы, которые можно описать однопетлевыми диаграммами. Например, методика вполне применима к вычислению эффективной плотности функции Лагранжа бозонных, а также фермионных полей с отличными от нуля массами и зарядами, к вычислению радиационных поправок к магнитному моменту частиц со спином в сколь угодно сильном внешнем поле (т.е. к вычислению не только «собственного» магнитного момента, но и поляризуемости), к вычислению эффективного лагранжиана векторных полей типа Янга – Миллса и т.п. Однако все эти расчеты при использовании методики в ее неизменном виде подразумевают ограничение однопетлевыми диаграммами. Пути обобщения методики на диаграммы более общего вида неясны.

Автор выражает благодарность участникам теоретического семинара ФИАН СССР за обсуждение предварительного варианта работы в июне 1970 г., а также Я.Б. Зельдовичу за многократные обсуждения исходных идей. Работы Я.Б. Зельдовича о космологической постоянной [5] и о нулевом лагранжиане электромагнитного поля [3] послужили важным толчком для данной работы. Автор благодарен И.М. Гельфанду за обсуждение и за обращение внимания на работу Мак-Кина и Зингера [4], а также за предоставление ее фотокопии.

Дополнение

Следуя методу Мак-Кина и Зингера, найдем функцию Грина n -мерного риманова пространства с дефинитной метрикой для скалярного, спинорного и векторного полей.

Представим функцию Грина уравнения (15) в форме

$$G_R = G_0 \left(1 + QR\tau + \left[UR^2 + VR^{ik}R_{ik} + WR^{iklm}R_{iklm} + Y\Box R \right] \tau^2 + \dots \right). \quad (Д.1)$$

Коэффициенты Q , U и т.д. в этой формуле согласно [4] не зависят от размерности пространства n . Поэтому все коэффициенты, кроме Y , могут быть найдены из рассмотрения решений для трех пространств различной размерности и постоянной кривизны (например, сферы S^2 , гиперсферы S^3 и суперсферы S^4).

Для каждого из этих пространств находятся собственные функции φ_i , определяются величины g_i и λ_i и составляется сумма

$$G(\tau) = G_0(\tau) \left(1 + a_1\tau + a_2\tau^2 + \dots \right) = \frac{1}{V} \sum g_i e^{-\lambda_i \tau}. \quad (Д.2)$$

Суммы вычисляем с помощью асимптотического ряда

$$\sum_0^{\infty} f(n) = \int_0^{\infty} f(n)dn + \frac{f(0)}{2} - \frac{f'(0)}{12} + \frac{f'''(0)}{720} + \dots \quad (\text{Д.3})$$

Обозначим коэффициенты для сферы $a_1^{(2)}$, $a_2^{(2)}$ и аналогично для гиперсферы и суперсферы.

Коэффициент Q находим, как $a_1^{(2)}/R^{(2)}$, или как $a_1^{(3)}/R^{(3)}$, или как $a_1^{(4)}/R^{(4)}$ (используя значения инварианта кривизны $R^{(2)} = 2$, $R^{(3)} = 6$, $R^{(4)} = 12$, здесь и ниже радиус сферы равен 1). Результаты, конечно, совпадают. Коэффициенты U , V , W находим из трех линейных уравнений с тремя неизвестными

$$a_2^{(n)} = UR^{(n)2} + VR^{(n)ik}R_{ik}^{(n)} + WR^{(n)iklm}R_{iklm}^{(n)} \quad (\text{Д.4})$$

(уравнения для $n = 2, 3, 4$).

В работе Мак-Кина и Зингера приблизительно этим методом рассмотрено скалярное поле без дополнительного члена $-R\varphi/6$ в уравнении движения.

Метод [4] отличается от нашего тем, что не рассматривается S^4 , но зато используется дополнительное соотношение, связывающее U и $Q (U = Q^2/2)$. Для скаляра легко находим:

g	λ
S^2 $2j + 1$	$j(j + 1)$
S^3 $(J + 1)^2$	$J(J + 2)$
S^4 $\frac{1}{6}(I + 1)(I + 2)(2I + 3)$	$I(I + 3)$

Особенно просто выполняется суммирование для S^3 , разностные члены тождественно исчезают, и $G = G_0 e^\tau$ (это символическая запись асимптотического ряда!).

Найденные таким образом значения Q , U и других коэффициентов мы относим к векторному случаю, а для скаляра учитываем член $-R\varphi/6$ в уравнении движения, что соответствует умножению функции Грина на множитель $e^{-R\tau/6}$, линейный в R член при этом исчезает.

Поясним вычисления для спинорного случая. Общий метод рассмотрения спиноров в криволинейном пространстве принадлежит Г. Вейлю и В.А. Фоку и основывается на отнесении спиноров к местному ортогональному реперу. В частных случаях, когда возможно введение ортогональной системы отсчета (в которой $g_{ik} = h_i^2 \delta_{ik}$), заменяем ковариантный оператор $i\gamma\nabla$ на более простой $\frac{i\gamma_i}{h_i} \left(\frac{\partial}{\partial x^i} + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x^i} \ln \frac{h_1 h_2 h_3 h_4}{h_i} \right)$. В случае гиперсферы S^3 (метрика

$ds^2 = d\rho^2 + \sin^2 \rho d\Omega^2$) обычное выделение угловой части (соответствующей угловому моменту $j = 1/2, 3/2, \dots$) и замена радиальных функций $R_A = \sin \rho f(\rho)$, $R_B = \sin \rho g(\rho)$ приводит к уравнению для функции $R(R_A$ и R_B)

$$\frac{d^2 R}{d\rho^2} - \frac{j(j+1)}{\sin^2 \rho} R + \lambda R = 0$$

с краевым условием для одной из R -функций $R(0) = R(\pi) = 0$. Приведенное уравнение есть обычное уравнение для сферических функций с $m' \leq n'$, m' и n' целые, если $\lambda = (n' + 1/2)^2 = J^2$, $m' = j + 1/2$. Очевидно, $J = j + 1, j + 2, j + 3, \dots$, т.е. имеет место вырождение по $j = J - 1, J - 2, \dots, 1/2$ (так же как для скаляра, это следствие симметрии O_4). $g = 4 \sum_{j=1/2}^{J-1} (2j+1) = 4J^2 - 1$. Вычисляем сумму

$$G(\tau) = \frac{1}{2\pi^2} \sum_{J=3/2} (4J^2 - 1) e^{-J^2 \tau} = G_0 \left(1 - \frac{\tau}{2}\right)$$

(в этом случае разностные члены в формуле суммирования исчезают, как и для скаляра). Находим $a_{1j}^{(3)} = -1/2$, $a_{2j}^{(3)} = 0$.

Ниже приведены все найденные таким образом коэффициенты:

	Скаляр	Спинор	Вектор
Q	0	$-1/12$	$1/6$
U	0	$1/288$	$1/72$
V	$-1/180$	$-1/180$	$-1/180$
W	$-1/90$	$-7/720$	$1/90$
Y	-	-	$1/30$

Коэффициент Y найден из рассмотрения $G(0)$ для метрики

$$ds^2 = dr^2 + S(r)d\varphi^2, \quad S(r) \neq a^2 \sin^2 \frac{r}{a}.$$

Найденные коэффициенты совпадают с коэффициентами в формуле (30) основного текста с учетом $\tau = -i\ell$ и изменения сигнатуры $R_\alpha^\alpha \rightarrow -R_\alpha^\alpha$ ($\alpha = 1, 2, 3$).

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
3 октября 1974 г.

Литература

- [1] А.Д. Сахаров, ДАН СССР 177, 70 (1967).
- [2] А.Д. Сахаров, статья в сб. препринтов Института прикладной математики *Gravitation and Fields theory*, October, 1967.

- [3] Л.Д. Ландау, И.Я. Померанчук, ДАН СССР 102, 489 (1955); Е.С. Фрадкин, ДАН СССР 98, 47 (1954); 100, 897 (1955); ЖЭТФ 28, 750 (1955); Я.Б. Зельдович, Письма ЖЭТФ 6, 1233 (1967).
- [4] Н.Р. МакКеан, Jr., I.M. Singer, J. Differ. Geom. 1, 43 (1967).
- [5] Я.Б. Зельдович, УФН 95, 209 (1968); устное сообщение 1967 года.
- [6] D.S. De Witt, Phys. Rev. 160, 1113 (1967); 162, 1192, 1239 (1967).
- [7] V. Weisskopf, Kgl. Danske Veid. Selsk. 14, 1 (1936).
- [8] И.А. Баталин, Е.С. Фрадкин, Препринт ФИАН 137(1967).
- [9] В.А. Фок, Изв. АН СССР (отд. мат.-ест. наук) 5, 51 (1937).
- [10] J. Schwinger, Phys. Rev. 82, 664 (1951).

Авторское примечание при публикации статьи 19 в Coll (апрель 1980 г.; обратный перевод с английского).

К сожалению, в работе имеются некоторые ошибки. Рассмотрение векторного и спинорного случаев некорректно. Эта часть работы опущена в настоящей публикации (в Coll – Ред.). Значения коэффициентов от Q до Y для скалярного уравнения (без добавления члена $-R\varphi/6$) следующие:

Q	U	V	W	Y
$1/6$	$1/72$	$-1/180$	$1/90$	$1/30$

Коэффициент Y определяется, если рассмотреть $G(0)$ с метрикой, имеющей $R \neq \text{const}$:

$$ds^2 = dr^2 + S(r)d\varphi^2.$$

Наибольшее значение имеет ошибочный знак в формуле (33) для гравитационной постоянной. Причина ошибки в некорректном переходе от евклидова к псевдоевклидову случаю в формуле (30) (знак перед членом iQ). После исправления этой ошибки мы видим, что $1/G$ имеет знак, противоположный знаку $C_i Q_i$. Таким образом, мы имеем значительную трудность со знаком гравитационной постоянной в теории нулевого лагранжиана.

КОММЕНТАРИИ К СТАТЬЯМ 17–19

1. А.Д. Сахаров (Coll, с. 159–162)

а. Вакуумные квантовые флуктуации в искривленном пространстве и теория гравитации (статья 17).

Сформулирована гипотеза «нулевого лагранжиана» гравитационного поля. Введенное Эйнштейном и Гильбертом действие для искривленного пространства

$$S_g = \frac{1}{16\pi G} \int \sqrt{-g} R dx$$

интерпретируется как изменение действия квантовых флуктуаций вакуума при искривлении пространства (изменение, пропорциональное первой степени компонент тензора кривизны). В работе предположено, что это изменение действия выражается квадратично-расходящимся интегралом по импульсам виртуальных частиц. Предположено, что

интеграл «обрезается» неизвестными физическими процессами при импульсах порядка $k_0 \sim 10^{19}$ ГэВ/с, так что гравитационная постоянная имеет правильный порядок величины

$$G^{-1} \sim \int_0^{k_0} k dk \sim k_0^2.$$

Не зависящая от кривизны часть лагранжевой функции (или тензора энергии-импульса) вакуума соответствует космологической постоянной, линейный член соответствует эйнштейновской теории гравитации, следующие члены разложения описывают нелинейные по R поправки к теории Эйнштейна. Аналогичную идею ранее высказал Паркер, предположивший источником гравитационного действия нелинейное неперенормируемое взаимодействие вакуумных полей (члены типа $(\bar{\Psi}\Psi)^2$). Впоследствии эти идеи развивал Х. Теразава.

Интерпретация космологической постоянной как лагранжевой функции элементарных квантовых полей вакуума была предложена Зельдовичем. Гипотеза нулевого лагранжиана для электромагнитного поля ранее выдвигалась Ландау и Померанчуком и, независимо, Фрадкиным; для W -бозона – Стивенем Вейнбергом, впоследствии гипотезу нулевого лагранжиана для электромагнитного поля и W -бозона рассматривал также Зельдович. Естественна мысль применить гипотезу нулевого лагранжиана ко всем бозонным полям геометрической природы (g_{ik} и калибровочные поля, входящие в выражение для связности). Высказывались также идеи, что концепция нулевого лагранжиана существенна для расширения группы симметрии в суперсимметричных теориях.

Я считаю недостатком этой первой работы по нулевому лагранжиану гравитационного поля предположенную в ней высокую степень расходимости (квадратичную в выражении для G^{-1} и по четвертой степени импульса для космологической постоянной).

б. Препринт отделения прикладной математики АН СССР (1967 год).

Точного названия не помню, приблизительно «Поляризация вакуума и теория нулевого лагранжиана гравитационного поля».

в. Доклад в ФИАНе (1970 год).

г. Спектральная плотность собственных значений волнового уравнения и поляризация вакуума (статья 19)

Эти работы б), в), г) – представляют собой развитие работы а). Зависимость тензора энергии импульса и плотность лагранжевой функции вакуума от кривизны пространства и внешних заданных полей вычисляется без учета взаимодействия частиц в вакуумном состоянии между собой (на диаграммном языке – в однопетлевом приближении). В работах указано, что расходимость эффективного лагранжиана в каждом порядке разложения по степеням кривизны не более чем логарифмическая (для члена, не зависящего от кривизны, т.е. для космологической постоянной, это было независимо отмечено Зельдовичем). Выражение для гравитационной постоянной приобретает вид

$$G^{-1} = (2\pi)^{-1} \sum c_i m_i^2 \ln \frac{\Lambda}{m_i^2}$$

G – постоянные ~ 1 , Λ – параметр «обрезания».

Наиболее наглядно вычисление энергии вакуума скалярного поля в работе в).

Рассматривается гиперсфера с зависящим от времени радиусом. Отличие плотности уровней уравнения Гельмгольца на гиперсфере от плотности уровней в равном по объему

плоском пространстве приводит к члену в энергии, пропорциональному $\frac{1}{a^2} \int k dk$. Вывод: объем гиперсферы $V = 2\pi^2 a^3$. Собственные значения уравнения Гельмгольца $\Delta\varphi + k^2\varphi = 0$ суть $k^2 = \frac{1}{a^2} J(J+2)$; $g = (J+1)^2$, откуда плотность уровней

$$\frac{dn}{dk} = \frac{dn/dJ}{dk/dJ} = a^3 k^2 \sqrt{1 + 1/a^2 k^2}.$$

Вычисляя добавку к энергии $\epsilon = \int k \frac{dn}{dk} dk$, находим $\delta\epsilon = \frac{\nu}{4\pi^2 a^2} \int k dk$. Изменения энергии осцилляторов поля, связанное с нестационарностью, вычисляется с помощью автомодельного решения для гармонического осциллятора с переменными параметрами (см. выше в [8]) и пропорционально $\dot{a}^2/a^2 = \int k dk$. Сумма двух членов пропорциональна $\frac{1}{a^2} + \frac{\dot{a}^2}{a^2} = \frac{1}{3} \left(R_0^2 - \frac{1}{2} R \right)$, как и следует из требования соответствия с теорией Эйнштейна. Однако расходящийся интеграл следует регуляризовать, выделив члены, зависящие от массы частиц, которые имеют обратный знак и пропорциональны $-m^2 \int \frac{dk}{k}$. Таким образом, регуляризация уменьшает степень расходимости и восстанавливает правильный знак обратной гравитационной постоянной.

В работах в) и г) развита лагранжева формулировка, основанная на обобщении понятия плотности собственных значений на неопределенные операторы типа оператора Д'Аламбера. Плотность собственных значений $P(\lambda)$ для неопределенного оператора определяется требованием

$$\frac{1}{\epsilon^n} \left| \sum_0^\infty F_n(\lambda_i \epsilon) - \int_0^\infty p(\lambda F_n(\lambda \epsilon)) d\lambda \right| \rightarrow 0 \quad \text{при } \epsilon \rightarrow 0 \quad n = 0, 1, 2, \dots,$$

где «функция взвешивания» $F(x)$ достаточно быстро стремится к нулю при $x \rightarrow 0$ и $x \rightarrow \infty$. В случае неопределенных операторов сумма регуляризуется зависящей от четырехмерного евклидова радиуса «функцией обрезания» (с предельным переходом после суммирования), и «функция взвешивания» подчиняется интегральным соотношениям

$$\int_{-\infty}^{+\infty} F(\lambda) d\lambda = 0 \quad \int_{-\infty}^{+\infty} \lambda F(\lambda) d\lambda = 0$$

(для реальной метрики $+- - -$), вследствие которых «функция плотности» определяется с точностью до линейной функции λ . В результате автор пришел к формулам метода собственного времени Фока – Швингера, выведенных новым методом. В работе г) метод применен к вычислению космологической постоянной, обратной гравитационной постоянной и квадратичных в R слагаемых в выражении для действия для скалярных и спинорных вакуумных полей (выражения для векторных полей под сомнением).

2. А.Д. Сахаров (В-1, часть II, гл. 19 с. 780–781)

... Среди последних работ Зельдовича, о которых он говорил тогда с некоторой неуверенностью, была работа о космологической постоянной; но теперь можно даже определенно

сказать, что это – одна из его лучших. Эта работа была инициирована некоторыми сенсационными результатами астрономических наблюдений и, в свою очередь, послужила толчком для моей работы о нулевом лагранжиане гравитационного поля.

В первой половине 60-х годов были открыты так называемые квазары – удивительные астрономические объекты, обладающие гигантской абсолютной светимостью, наблюдаемые поэтому в телескоп на рекордно больших расстояниях в миллиарды световых лет (больших, чем галактики).

В 1966 – 1967 годах появились данные, что распределение квазаров по величине красного смещения якобы свидетельствует, что в какой-то период в прошлом расширение Вселенной резко замедлилось, почти прекратилось, а потом вновь возобновилось с возрастающей скоростью. Такая картина могла бы иметь место, если в уравнениях общей теории относительности присутствует космологическая постоянная. Я раньше уже говорил о ней и сейчас остановлюсь на этом подробнее. Наблюдательные данные оказались потом не достоверными, но внимание к космологической постоянной было привлечено и с тех пор уже не исчезало (а до этого, например в известном курсе Ландау и Лифшица, писалось, что после работ Фридмана нет никакой необходимости рассматривать уравнение с космологической постоянной).

Введение космологической постоянной эквивалентно предположению, что вакуум обладает некоторой плотностью энергии и противоположным по знаку давлением, которые создают гравитационное поле по тем же законам, что «обычная» материя. Идея Зельдовича заключалась в том, что космологическая постоянная представляет собой энергию нулевых колебаний квантовых полей элементарных частиц и их взаимодействий. На заре квантовой теории поля энергия нулевых колебаний, как я уже писал, очень пугала теоретиков. Потом возникла привычка к ним, стали считать, что это – ненаблюдаемое постоянное слагаемое в полной энергии (но при этом забывали, что и постоянное слагаемое в энергии должно создавать гравитационное поле – на это указал Зельдович). Напомню, что в квантовой механике каждой колебательной степени свободы системы (каждому «маятнику») соответствует энергия $\hbar\omega(1/2 + n)$; ω – частота, \hbar – постоянная Планка и n – целое число. При $n = 0$ имеем состояние наименьшей энергии, из-за присутствия в формуле половинки она не равна нулю; это – следствие принципа неопределенности. Число степеней свободы в вакууме бесконечно, соответственно энергия нулевых колебаний вакуума может оказаться тоже бесконечной. Выход тут заключается в том, что нулевая энергия фермионов – частиц с полуцелым спином – имеет другой знак, чем энергия бозонов, и в принципе возможна компенсация. Окончательное решение проблемы, как я думаю, – в использовании идей так называемой суперсимметрии между бозонами и фермионами.

Зельдович докладывал свою работу о космологической постоянной на семинаре отдела в ФИАНе. Я тогда еще не ходил в ФИАН и не присутствовал на этом докладе. Теоретики ФИАНа резко отрицательно отнеслись к идеям Зельдовича, которые шли вразрез с установившейся традицией игнорировать нулевую энергию. После семинара Зельдович позвонил мне по телефону и рассказал содержание своей работы, очень мне сразу понравившейся. А через несколько дней я сам позвонил ему со своей собственной идеей, представлявшей дальнейшее развитие его подхода ...

3. А.Д. Сахаров (В-1, часть I, гл. 18, с. 344–347)

... Я решил рассмотреть те изменения нулевых колебаний полей элементарных частиц, которые имеют место при переходе от плоского четырехмерного пространства-времени к искривленному, и связать эти изменения энергии с выражениями, входящими в уравнение теории тяготения Эйнштейна. Эйнштейн (и независимо от него Давид Гильберт)

постулировали эти выражения, а коэффициент при них – обратно пропорциональный гравитационной постоянной – брали из опыта. По моей идее функциональный вид уравнений теории тяготения (т.е. общей теории относительности), а также численная величина гравитационной постоянной – должны следовать из теории элементарных частиц «сами собой», без каких-либо специальных гипотез.

Зельдович встретил мою идею с восторгом и вскоре сам написал работу, ею инициированную.

Я назвал свою теорию «теорией нулевого лагранжиана». Это название связано с тем, что теоретикам часто удобно иметь дело не с энергией и давлением, а со связанной с ними другой величиной – так называемой функцией Лагранжа; это разность кинетической и потенциальной энергий (на квантовом языке – с лагранжианом). В части своих работ я пользовался этим аппаратом.

Для наглядного изображения своей идеи я придумал образный термин – «метрическая упругость вакуума». При внесении в вакуум материальных тел, обладающих некоторой энергией, они стремятся его «искривить», т.е. изменить его метрику (геометрию). Но вакуум «противится» такому изменению, так как благодаря происходящим в нем квантовым движениям он обладает «упругостью». Наглядный образ – шланг, по которому течет вода. В этом случае, однако, упругость имеет обратный знак, имеет место неустойчивость. Чем больше упругость вакуума, тем меньше изменяется его геометрия телами данной массы и тем меньше гравитационное искривление траектории. По масштабам микромира упругость вакуума очень велика, т.е. гравитационные взаимодействия для частиц микромира – слабы.

Потом я узнал, что у меня были предшественники в этого рода идеях (у меня нет под рукой ссылок, кажется один из них – Паркер), а также были авторы, которые независимо пришли к близким идеям (среди них – О. Клейн). В одной из старых работ Вейнберга вводится «нулевой лагранжиан» для тяжелого векторного бозона. Я узнал об этой работе не ранее 1968 года (из нее я заимствовал термин «нулевой лагранжиан»). Дальнейшее развитие идеи «индуцированной гравитации» получили в работах Хидецуми Теразава (H. Terazawa)¹ и, в последнее время, в работах Стивена Адлера и Д. Амати и Г. Венециано². Я также не раз возвращался к ним ...

4. А.Д. Сахаров (В-1, часть II, гл. 19, с. 780)

... В 1974 году я сделал, а в 1975 году опубликовал работу, в которой развивал идею нулевого лагранжиана, гравитационного поля, а также те методы расчета, которые я применял в предыдущих работах. При этом оказалось, что я пришел к методу, много лет назад предложенному Владимиром Александровичем Фоком, а затем – Юлианом Швингером. Однако мой вывод и сам путь построения, методы были совершенно иными. К сожалению, я не смог послать своей работы Фоку – он как раз тогда умер.

Впоследствии я обнаружил в своей статье некоторые ошибки. В ней остался невыясненным до конца вопрос: дает ли «индуцированная гравитация» (современный термин, применяемый вместо термина «нулевой лагранжиан») правильный знак гравитационной постоянной в каких-либо вариантах, которые я рассматривал ...

¹См. ниже комментарии С.Л. Адлера и Х. Теразава. – *Ред.*

²D. Amati and G. Veneziano, Nucl. Phys. B 204, 451 (1982). – *Ред.*

5. А.Д. Сахаров (В-II, с. 14-15)

... Я поставил себе задачей изучить теорию струн и примыкающие теории, а также изучить теоретические работы на стыке космологии и физики высоких энергий. Я не очень надеюсь на личный творческий успех – но понимать сущность того, что, возможно, является очередной революцией в физике – должен стремиться!!!... Теория струн является, на новом уровне, реализацией моей старой идеи об индуцированной гравитации! Не могу этим не гордиться.

6. С.Л. Адлер (комментарий в сборнике *Coll*, с. 263–270)

Индуцированная гравитация

В соответствии с обзором Вейнберга [1], в теории Великого объединения гравитация появляется на совершенно другой основе, чем слабое, сильное и электромагнитное взаимодействие полей материи. Суммарная динамика в обычной формулировке управляется функционалом действия¹

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} (\mathcal{L}_{\text{matter}} + \text{контрчлены} + \mathcal{L}_{\text{gravitation}}), \quad (1)$$

где $\mathcal{L}_{\text{matter}}$ является перенормируемой лагранжевой плотностью, содержащей только безразмерные константы связи и $\mathcal{L}_{\text{gravitation}}$ – гравитационный лагранжиан Эйнштейна – Гильберта:

$$\mathcal{L}_{\text{gravitation}} = \frac{1}{16\pi G} R, \quad (2)$$

R – скаляр кривизны. Так как константа связи $(16\pi G)^{-1}$, появляющаяся в гравитационном действии, имеет размерность (масса)², то квантование гравитационной части (1) приводит, как известно, к неперенормируемой теории поля. Более того, в принятой точке зрения нет механизма привязывания гравитационного масштаба масс $G^{-1/2}$ к масштабу масс объединения взаимодействий материи. Таким образом, гравитация возникает как явление, находящееся совершенно вне рамок теоретических идей, на которых основана теория элементарных частиц.

Я опишу в этой лекции некоторую недавнюю работу, которая открывает возможности как связывания гравитационного масштаба масс с масштабом Великого объединения, так и формулировки квантовой гравитации как перенормируемой теории поля. Основная предпосылка, впервые предложенная Сахаровым [2], состоит в том, что эйнштейновское действие не является фундаментальным действием вообще, а скорее индуцированным эффектом – словами Сахарова «метрической упругостью пространства», происходящей из квантовых флуктуаций полей материи. Аргумент Сахарова исходит из перенормируемого действия материи²

$$\begin{aligned} \tilde{S} &= \int d^4x \sqrt{-g} \tilde{\mathcal{L}} \\ \tilde{\mathcal{L}} &= \mathcal{L}_{\text{matter}} + \text{контрчлены}, \end{aligned} \quad (3a)$$

из которого получается вакуумный функционал действия

$$\langle \tilde{S} \rangle_0 = \int d^4x \sqrt{-g} \langle \tilde{\mathcal{L}} \rangle_0. \quad (3b)$$

¹ В этой лекции я использую соглашения относительно метрики и кривизны из книги: Ч. Мизнер, К. Торн, Дж. Уилер *Гравитация*, М., Мир, 1977. (C.W. Misner, K.S. Thorne, and J.A. Wheeler, *Gravitation*, W.H. Freeman, San Francisco, 1973).

² Я использую тильду (\sim) для обозначения перенормированных величин.

Поскольку квантовые эффекты приводят к взаимодействиям с кривизной пространства-времени, среднее $\langle \tilde{\mathcal{L}} \rangle_0$ не может быть связано с его значением в плоском пространстве-времени принципом эквивалентности. Вместо этого мы имеем формальное разложение по четным степеням производных метрики

$$\langle \tilde{\mathcal{L}} \rangle_0 = \langle \tilde{\mathcal{L}} \rangle_0^{\text{плоск}} + \frac{1}{16\pi G_{\text{ind}}} R + O(R^2, R_{\alpha\beta} R^{\alpha\beta}), \quad (4)$$

где квантовые флуктуации материи индуцируют эффективное действие Эйнштейна – Гильберта. Коэффициент G_{ind}^{-1} , появляющийся в этом действии, к сожалению, бесконечен; в формулировке Сахарова он дается квадратично расходящимся интегралом

$$\frac{1}{16\pi G_{\text{ind}}} \propto \int k dk = \text{квадратичная расходимость}. \quad (5)$$

Ясно, что для того, чтобы далее продвинуть это интересное предположение, должны быть найдены условия, которые гарантируют, что G_{ind}^{-1} конечна и вычислима без произвола. Первое, на что следует обратить внимание, это то, что с современной точки зрения размерной регуляции или ξ -регуляризации (я ограничиваюсь исключительно регуляризациями, содержащими продолжение по безразмерному параметру) квадратичные расходимости исчезают, и таким образом главная расходимость в (5) имеет логарифмически расходящийся вид

$$\frac{1}{16\pi G_{\text{ind}}} = ak^2 \times (\log\text{-расходимость}) + bk^2, \quad (6)$$

где (log-расходимость) является степенным рядом по $(n-4)^{-1}$ в размерной регуляризации, k – характеристический массовый масштаб теории материи. Когда a отлично от нуля, конечный вычет b плохо определен, т.к. он может быть изменен переопределением логарифмически расходящегося члена. Если, однако, a обращается в нуль, то этот произвол в b исчезает и индуцированная гравитационная постоянная становится и конечной, и хорошо определенной.

Я покажу в дальнейшем, что условие обращения a в нуль реализуется, если в теории материи происходит спонтанное динамическое нарушение масштабной симметрии. Связь между спонтанным нарушением масштабной инвариантности и гравитацией была рассмотрена недавно несколькими авторами [3] в контексте Хиггс-подобной модели

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left[\frac{1}{2} \epsilon \varphi^2 R - V(\varphi^2) + \begin{matrix} \text{кинетические члены,} \\ \text{контрчлены, другие поля} \end{matrix} \right] \quad (7)$$

При квантовании около симметричного вакуума $\varphi = 0$, (7) не дает члена порядка R в действии. Предположим, однако, что V имеет стабильный минимум вдали от $\varphi = 0$

$$\begin{aligned} V'(k^2) &= 0 \\ V''(k^2) &> 0, \end{aligned} \quad (8)$$

так что происходит спонтанное нарушение симметрии с истинным вакуумом $\varphi = k$ или $\varphi = -k$. Нарушение симметрии индуцирует эффективное гравитационное действие вида

$$S_{\text{gravitation}} = \int d^4x \sqrt{-g} \frac{1}{2} \epsilon k^2 R. \quad (9)$$

Коэффициент ϵ в (9) является все еще свободным параметром модели, расходящимся (но перенормируемым), если включаются квантовые поправки.

Чтобы получить конечное индуцированное гравитационное действие, необходимо исключить из теории скалярные поля (так же как и затравочные массовые члены), как это сделано в так называемых моделях «тяжелого цвета» или «техницвета» [4]. В этих моделях все массы частиц вычислимы в терминах массы объединения K , и главное, что я хочу отметить, что $G_{\text{ind}}^{-1/2}$ ведет себя как одна из масс и также вычислима в терминах K . *Таким образом, в перенормируемой теории поля, если все массы частиц вычислимы, то постоянная Ньютона G_{ind} тоже вычислима* [5].

Формальное доказательство этого утверждения использует алгоритм перенормировок Боголюбова – Парасюка – Хэппа – Циммермана (БПХЦ), который утверждает, что операторы, которые могут смешиваться при перенормировке, являются полиномами той же канонической размерности и того же симметричного типа (как лоренцева, так и внутреннего), образованными из всех голых масс и голых полей, присутствующих в лагранжиане, и их производных. Хорошо известно, что этот алгоритм подразумевает, что массы частиц будут вычислимы, только если удовлетворятся следующие два условия:

1. Все голые массы равны нулю (так что нарушение масштабной симметрии является спонтанным, а не явным).

2. Нет скалярных полей; теория должна содержать только фермионные поля спина $1/2$ и калибровочные поля спина 1 (следовательно, нарушение масштабной симметрии должно происходить за счет динамического механизма, а не из явного хиггсовского сектора).

Теперь изучим поведение теории, удовлетворяющей условиям 1 и 2, при вложении в искривленное фоновое пространство-время. Осуществляя разложение (4), мы должны спросить, не может ли $(16\pi G_{\text{ind}})^{-1}R$ смешиваться с какими-нибудь расходящимися величинами при перенормировке; если может, то она сама будет расходящейся величиной. В соответствии с БПХЦ-алгоритмом, указанным выше, член индуцированной гравитации смешивается при перенормировке с операторами вида $O_2 R$, где O_2 – оператор канонической размерности 2, лоренцев скаляр, калибровочно-инвариантный оператор. Однако, ограничения 1 и 2, необходимые для вычисления масс частиц, означают, что *нет* таких операторов O_2 ; единственные лоренцевы скаляры размерности 2 имеют вид $\sigma_\mu^A \sigma^{\mu A}$, где σ_μ^A – калибровочный потенциал, но этот оператор не является калибровочно-инвариантным (и следовательно, имеет отличную $G_{\text{ind}}^{-1}R$ структуру внутренней симметрии). Таким образом, теория не содержит контрчленов, которые смешиваются с $(16\pi G_{\text{ind}})^{-1}R$, и, следовательно, G_{ind} вычислима [5] вместо того, чтобы быть просто перенормируемой.

Основополагающая идея, только что обрисованная, была подтверждена в вычислениях Хасслахера и Моттолы [6] и Зи [6]. Хасслахер и Моттола вычисляют G_{ind} для инстантонного газа в чисто янг-миллсовской калибровочной теории и находят ультрафиолетово сходящийся, не равный нулю эффект. Их выражение содержит члены обоих знаков, при этом предполагается, что знак G_{ind} в окончательной теории Великого объединения будет определен деталями механизма нарушения масштабной симметрии. В модели Зи динамическое нарушение масштабной инвариантности возникает за счет членов Паули – Вилларса, регуляризующих фейнмановские диаграммы. Зи обнаружил ненулевой эффект, знак которого определяется инфракрасной областью. (Более ранние вычисления G_{ind} , использующие регуляризующие члены, были проведены Акамой и др.[7] и самим Сахаровым в двух работах [8,9] с результатами, весьма подобными тем, которые получил Зи.) Метод вычислений в работах [6], в частности, использование следа тензора энергии-импульса, подсказывает, что существует формальный способ расчета в кривом пространстве-времени, при котором явная формула для индуцированной гравитационной

постоянной содержит только величины, относящиеся к плоскому пространству.

Нетрудно показать как это делается в [10]. В терминах перенормированного лагранжиана материи $\tilde{\mathcal{L}}$, см. (3), перенормированный тензор энергии-импульса материи определяется как ³

$$\tilde{T}^{\mu\nu} = 2(-g)^{-1/2} \frac{\delta}{\delta g_{\mu\nu}} [(-g)^{1/2} \tilde{\mathcal{L}}]. \quad (10)$$

Тогда варьируя по метрике ряд

$$\langle \tilde{\mathcal{L}} \rangle_0 = \langle \tilde{\mathcal{L}} \rangle_0^{\text{плоск}} + \frac{1}{16\pi G_{\text{ind}}} R + \dots \quad (11)$$

и сворачивания с $g_{\mu\nu}$, получим эквивалентное разложение вакуумного среднего следа тензора энергии-импульса

$$\langle \tilde{T}^\mu_\mu \rangle_0 = \langle \tilde{T}^\mu_\mu \rangle_0^{\text{плоск}} + \frac{1}{8\pi G_{\text{ind}}} R + O(R^2). \quad (12)$$

Следовательно, мы можем найти G_{ind} , вычисляя изменение в $\langle \tilde{T}^\mu_\mu \rangle_0$, производимое кривизной пространства-времени. Чтобы сделать это, используем обычную формулу, справедливую для общей вариации лагранжиана⁴:

$$\begin{aligned} \delta \langle \tilde{T}^\mu_\mu(0) \rangle_0 &= i \int d^4x \left\{ \langle T(\delta[\sqrt{-g} \tilde{\mathcal{L}}(x)] \tilde{T}^\mu_\mu(0)) \rangle_0 - \langle \delta[\sqrt{-g} \tilde{\mathcal{L}}(x)] \langle \tilde{T}^\mu_\mu(0) \rangle_0 \right\} = \\ &= i \int d^4x \langle T(\delta[\sqrt{-g} \tilde{\mathcal{L}}(x)] \tilde{T}^\mu_\mu(0)) \rangle_0, \text{ связн.} \end{aligned} \quad (13)$$

Так как мы хотим вычислить одно число, то достаточно проделать вычисления в специальном случае конформно плоской метрики постоянной кривизны, которая в подходящей инерциальной системе отсчета имеет вид

$$g_{\mu\nu}(x) = \eta_{\mu\nu} \left(1 - \frac{1}{24} R x^2 + \dots \right). \quad (14)$$

Следовательно, беря $\delta \tilde{\mathcal{L}}$ в (13) в качестве вариации лагранжиана, индуцированной изменением метрики

$$\delta g_{\mu\nu}(x) = -\eta_{\mu\nu} \frac{1}{24} R x^2 \quad (15)$$

и используя (10) второй раз, получим

$$\frac{1}{8\pi G_{\text{ind}}} R = \delta \langle \tilde{T}^\mu_\mu(0) \rangle_0 = \frac{1}{2} i \int d^4x \sqrt{-g} \left(-\frac{1}{24} R x^2 \right) \langle T(\tilde{T}^\lambda_\lambda(x) \tilde{T}^\mu_\mu(0)) \rangle_0, \text{ связн.} \quad (16)$$

³Я буду работать только до порядка R , опуская контрчлены порядка R^2 , которые ответственны за вклад кривизны в конформную аномалию.

⁴В порядке R^2 появится также внутренняя вариация $\delta \tilde{T}^\mu_\mu(0)$, возникающая из контрчленов порядка R^2 .

Поделив на R и перейдя к пределу плоского пространства-времени, получим формулу для константы Ньютона

$$\frac{1}{16\pi G_{\text{ind}}} = \frac{i}{96} \int d^4x (x^0{}^2 - \mathbf{x}^2) \langle T(\tilde{T}_\lambda^\lambda(x) \tilde{T}_\mu^\mu(0)) \rangle_{0, \text{плоск. связн.}} \quad (17)$$

Изучим характер ультрафиолетовых расходимостей этой формулы. Чтобы устранить формальную квадратичную расходимость, которая всегда присутствует, мы должны интерпретировать (17) как предел размерной регуляризации⁵

$$\frac{1}{16\pi G_{\text{ind}}} = \frac{i}{96} \lim_{n \rightarrow 4} d^n x (-x^n) \langle T(\tilde{T}_\lambda^\lambda(x) \tilde{T}_\mu^\mu(0)) \rangle_{0, \text{плоск. связн.}} \quad (18)$$

Полюса при $n = 4$ могут возникнуть только в членах вида

$$\langle T(\tilde{T}_\lambda^\lambda(x) \tilde{T}_\mu^\mu(0)) \rangle_{0, \text{плоск. связн.}} = \dots + \langle O_2 \rangle_{0, \text{плоск. связн.}} \times (x^2)^{-3} \times \log s + \dots \quad (19)$$

в пертурбативном операторном разложении T -произведения. Как и ранее O_2 , является единственным калибровочно-инвариантным скалярным оператором канонической размерности 2. Снова гипотеза о динамическом нарушении масштабной инвариантности означает, что таких O_2 не существует и, следовательно, имеется предел при продолжении по размерности.

Заметим, что хотя классический лагранжиан (3) конформно инвариантен, в квантовой теории эта инвариантность, вообще говоря, не сохраняется, так что низкоэнергетические матричные элементы $\tilde{T}_\mu^\mu(x)$ будут не равными нулю. Следовательно, (18) дает ультрафиолетово сходящуюся и в общем случае отличную от нуля индуцированную гравитационную постоянную.

Итак, идея Сахарова, что действие Эйнштейна – Гильберта является индуцированным эффектом, может быть реализуема в рамках очень интересного класса квантовых теорий поля. Основными вопросами дальнейшего исследования являются (1) проведение окончательного вычисления G_{ind} в одной из единых моделей, исследуемых в настоящее время (простейшим вариантом этой задачи было бы проведение вычисления G_{ind} в чистой $SU(n)$ калибровочной теории), и (2) исследование проблем квантовой гравитации в рамках индуцированного подхода – эта проблема примет совершенно иной характер, если взгляд Сахарова окажется верным [11].⁶

Литература

- [1] S. Weinberg, Rev. Mod. Phys. **52**, 515 (1980).
- [2] А.Д. Сахаров, ДАН СССР **177**, 70 (1967); статья 18 в этом томе, см. также: О. Klein, Phys. Ser. **9**, 69 (1974).
- [3] P. Minkowski, Phys. Lett. B **71**, 419 (1977); A. Zee, Phys. Rev. Lett. **42**, 417 (1979); L. Smolin, Nucl. Phys. B **160**, 253 (1979); Е.М. Чудновский, ТМФ **35**, 398 (1978); F. Englert, С.Т. Ruffin, and R. Gastmans, Nucl. Phys. B **117**, 407 (1976).
- [4] L. Susskind, Phys. Rev. D **20**, 2619 (1979); S. Weinberg, Phys. Rev. D **13**, 974 (1976); **19**, 1277 (1979); либо вариант в статье S.L. Adler, Phys. Lett. B **86**, 203 (1979).

⁵Заметим, что в соответствии с соглашениями Мизнера – Торна – Уилера $\mathbf{x}^2 = \underline{\mathbf{x}}^2 - x^0{}^2$.

⁶О каноническом квантовании индуцированных калибровочных теорий см. Т.Е. Фрадкина, ЯФ **39**, 1021 (1984). – *Ред.*

- [5] S.L. Adler, Phys. Lett. **44**, 1567 (1980).
 [6] B. Hasslacher and E. Mottola, Phys. Lett. B **95**, 237 (1980); A. Zee, Phys. Rev. D **23**, 858 (1981).
 [7] K. Akama et al., Prog. Theoret. Phys. **60**, 868 (1978).
 [8] А.Д. Сахаров, *Вакуумные квантовые флуктуации в искривленном пространстве-времени и теория гравитации*, препринт Института прикладной математики АН СССР, М., 1967 (см. статью 19 этого тома).
 [9] А.Д. Сахаров, ТМФ **23**, 178 (1975) (см. статью 20 этого тома).
 [10] S.L. Adler, Phys. Lett. **95B**, 241 (1980).
 [11] Дальнейшее обсуждение и сноски см. в обзоре: S.L. Adler, Rev. Mod. Phys. **54**, 729 (1982).

7. С.А. Адлер (Природа, 1990, № 8, с. 62)

А.Д. Сахаров и индуцированная гравитация¹

Все четыре типа фундаментальных физических взаимодействий – электромагнитное, сильное, слабое и гравитационное – описываются так называемыми «калибровочными» полями, и их измеримые напряженности (аналоги напряженностей электрического и магнитных полей) не связаны с потенциалами однозначно: потенциалы в различных областях пространства и времени можно изменить, сделав калибровочное преобразование, не меняющее напряженностей полей. Кроме того, для всех четырех сил уравнения движения получаются при варьировании действия, которое строится из калибровочных потенциалов².

В случаях электромагнитных, слабых и сильных взаимодействий в действия входят только безразмерные константы, связывающие различные материальные поля и калибровочные потенциалы. Когда такие теории с безразмерными константами связи квантуются, с тем чтобы учесть и квантово-механические эффекты, получаются перенормируемые теории, т.е. теории, в которых бесконечности, возникающие при вычислениях по теории возмущений, устраняются за счет перенормировки конечного числа масс и зарядов.

Между тем общая теория относительности (ОТО) Эйнштейна выводится из действия, в котором фундаментальная константа связи имеет размерность квадрата массы. Такие теории (с размерными константами) перенормируемы: при их квантовании и построении ряда теории возмущений по степеням константы связи в высших порядках мы сталкиваемся со все возрастающим числом различных бесконечных величин, для устранения которых требуется перенормировка бесконечного числа параметров. Эта трудность была известна с 30-х годов и инициировала огромное количество исследований, в которых делались попытки решить проблему последовательного квантования ОТО.

Однако стандартная формулировка «квантования гравитации» предполагает, что гравитационное действие Эйнштейна – Гильберта (пропорциональное кривизне R пространства-времени) является фундаментальным квантовым действием для гравитации. Но так как все гравитационные эксперименты относятся к макроскопическим масштабам, экспериментальных оснований для этого предположения нет. Таким образом, прежде чем

¹А.Д. Сахаров использовал термин «теория нулевого лагранжиана гравитационного поля», что означало отсутствие изначально в теории гравитационного поля. Гравитация индуцируется изменением свойства вакуума в искривленном пространстве-времени. Отсюда возникший позже термин «индуцированная гравитация». – *Прим. перев.*

²В понятии «действия» содержится вся информация об уравнениях теории, явно прослеживаются все свойства инвариантности, которыми обладает данная теория. Читатель, не знакомый с этим понятием, может почти всюду в тексте под «действием» подразумевать уравнение теории. – *Прим. перев.*

переходить к квантованию гравитации, нужно ответить на вопрос: является ли эйнштейновская теория фундаментальной или она всего лишь некая эффективная теория поля, описывающая длинноволновый предел (т.е. область низких энергий) более общей теории, выглядящей совершенно иначе в малых масштабах?

Известный пример длинноволновой эффективной теории поля – теория слабых взаимодействий Ферми в современной формулировке. При энергиях, значительно меньших 80 ГэВ (т.е. на расстояниях много больше 10^{-16} см), слабые взаимодействия описываются так называемым четырехфермионным эффективным действием, предложенным первоначально Э.Ферми, в которое входит размерная константа связи, называемая константой Ферми.

Как и должно быть для теории с размерной константой связи, теория Ферми ненормируема, и многочисленные попытки проквантовать слабые взаимодействия, исходя из действия Ферми, рассматриваемого как фундаментальное, оказались безуспешными. Теперь хорошо известно, что эта теория – всего лишь длинноволновая эффективная теория, а фундаментальной квантовой теорией слабых взаимодействий является перенормируемая калибровочная теория Глэшоу, Салама и Вейнберга; согласно ей слабые взаимодействия обусловлены обменом массивными промежуточными векторными бозонами, которые приобретают массы (~ 80 ГэВ) в результате нарушения симметрии за счет механизма, включающего скалярные хиггсовские бозоны. Фундаментальное взаимодействие в этой теории характеризуется безразмерными константами связи промежуточных бозонов и фермионных пар и приводит к перенормируемой квантовой теории. При низких энергиях или в больших масштабах, где промежуточные бозоны непосредственно не наблюдаемы, единственно значимые физические процессы – те, в которых промежуточный бозон испускается одной фермионной парой и затем поглощается другой. Это эффективное взаимодействие пар фермионов и есть четырехфермионное взаимодействие, предложенное Ферми.

Вернемся к проблеме квантования гравитации. В интересной статье, опубликованной в 1967 г. (до того как была понята суть взаимодействия Ферми), Андрей Сахаров высказал предположение о том, что гравитационное взаимодействие не является фундаментальным, и указал способ получения действия Эйнштейна – Гильберта в низкоэнергетическом пределе³. Он исходил из того, что суть гравитации не в существовании кривизны пространства-времени, а в наличии большой «метрической упругости», противодействующей сильному искривлению пространства-времени, за исключением мест, где сконцентрировано очень много вещества. Как уже отмечалось, уравнения ОТО выводятся из суммарного действия материальных полей (кварков, лептонов, глюонов, промежуточных бозонов и т.д.) и гравитационного действия Эйнштейна – Гильберта, пропорционального произведению кривизны на величину, обратную постоянной тяготения Ньютона. Поскольку эта константа очень мала (гравитационное взаимодействие слабое), обратная величина очень велика; в единицах, используемых в физике элементарных частиц, она равна квадрату массы Планка ($1,3 \cdot 10^{19}$ масс протона). Поскольку действие Эйнштейна – Гильберта пропорционально кривизне, умноженной на очень большое число, то при заметном изменении кривизны действие меняется очень сильно, или, по выражению Сахарова, существует большая «упругость», противодействующая искривлению пространства-времени. Следствия этого хорошо знакомы всем: из-за большой упругости пространства-времени такие массивные объекты, как Земля, очень слабо искривляют его. Поэтому световые лучи около Земли распространяются по законам евклидовой геометрии, из которых и исходит геодезист, проводя съемку местности.

Сахаров предположил, что эта упругость возникает из-за квантовых флуктуаций ма-

³А.Д. Сахаров, ДАН СССР 177, 70 (1967).

териальных полей (следуя идеям Я.Б. Зельдовича, относящимся к проблеме космологической постоянной; здесь мы предполагаем, что она в точности равна нулю). В плоском пространстве-времени из-за квантовых флуктуаций материальных полей плотность действия бесконечна, но эта бесконечность устраняется за счет перенормировок. В искривленном же пространстве-времени плотность действия, обусловленная квантовыми флуктуациями, меняется и только отчасти сокращается за счет перенормировки постоянных, вычисленных в плоском пространстве-времени. Остаток представляет собой лоренцев скаляр и (при нулевой космологической постоянной) обращается в нуль, если $R = 0$; следовательно, он пропорционален R и имеет тот же вид, что и действие Эйнштейна – Гильберта! Таким образом, Сахаров предложил естественный способ получить действие Эйнштейна – Гильберта как эффективное действие.

Развивая эти идеи в последующих работах, Сахаров детально показал, что в простейших моделях материальных полей коэффициент пропорциональности в эффективном действии определяется бесконечной суммой по массам квантов флуктуаций (так называемых виртуальных квантов). Далее он постулировал, следуя идее М.А. Маркова, что в единой теории материальных полей эффективно существует максимальная масса виртуального кванта, примерно равная массе Планка. Тогда бесконечная сумма ограничена параметром обрезания, равным планковской массе, и в итоге оказывается равной обратной ньютоновской постоянной⁴.

Гипотеза Сахарова привлекла внимание физиков с самого начала; с педагогической тщательностью и весьма детально это было описано, например, в книге Ч. Мизнера, К. Торна и Дж.А. Уилера «Гравитация» (М., 1977). Но только недавно теоретическое понимание материальных полей достигло такой степени, что можно серьезно начать анализировать, как реализовать эти идеи. Теперь мы считаем, что электромагнитные, слабые и сильные взаимодействия выделяются из единого взаимодействия в теории Великого объединения при массах, близких к массе Планка, что придает правдоподобность постулату о максимальной массе (чего не было в 1967 г.). Однако существования максимальной массы само по себе не достаточно, чтобы сделать остаточное сахаровское действие хорошо определенным: массы частиц должны возникать в результате спонтанного нарушения масштабной инвариантности. Эта концепция также получила естественное развитие в единых электрослабых теориях, где перенормируемость достигается, только если промежуточные бозоны приобретают массы в результате спонтанного нарушения симметрии (механизм Хиггса). По аналогии с хиггсовскими моделями ряд авторов построили модели скалярных полей в искривленном фоновом пространстве-времени и показали, что когда учитываются естественные связи, включая связь скалярного поля с кривизной, спонтанное нарушение симметрии в скалярном секторе теории индуцирует гравитационное эффективное действие, как и предполагал Сахаров⁵.

⁴Подход Сахарова прилагался не только к гравитации, но и к другим взаимодействиям. Так, в теории индуцированного электромагнетизма, в которой действие электромагнитного поля связывается с квантовыми флуктуациями электрон-позитронного вакуума, электромагнитная константа связи (постоянная тонкой структуры) зависит от параметра обрезания гораздо слабее, чем в теории тяготения (квантовая электродинамика перенормируема). Это объясняет, почему гравитационное взаимодействие пары электронов в 10^{40} раз слабее их электромагнитного взаимодействия. – *Прим. перев.*

⁵Дальнейший прогресс был связан со сделанным мной выводом о том, что в теориях без скалярного поля и динамическим нарушением масштабной инвариантности действие Эйнштейна – Гильберта получается с вычисляемой ньютоновской постоянной. Детальный обзор спонтанного нарушения симметрии и его приложений для индуцированной гравитации можно найти в моей статье (Rev. Mod. Phys. 54, № 3, 729 (1982))

Чтобы идея индуцированной гравитации полностью решила проблемы квантовой гравитации, нужно ответить на вопрос: каково правильное фундаментальное гравитационное действие? Если учитываются только метрические степени свободы, естественными кандидатами на роль действия, содержащими лишь безразмерные константы связи (а следовательно, перенормируемыми), являются действия, квадратичные по тензору кривизны. Они ведут к уравнениям движения четвертого порядка, для которых в рамках теории возмущений спектр энергии не ограничен снизу. Однако существуют указания на то, что при учете нелинейностей эта проблема решается; исследования в этом направлении продолжаются. Однако, как мне кажется, если индуцированная гравитация в своей основе верна (а я считаю эту идею чрезвычайно привлекательной), то фундаментальное гравитационное действие, возможно, включает новые, неметрические степени свободы: в планковских масштабах, видимо, нельзя отделить материю от гравитации, скорее, там существуют новые «предгеометрические» степени свободы, из которых и следует построить единую теорию.

В заключение хотелось бы заметить, что большинство последних работ по квантовой гравитации не связано с индуцированной гравитацией, а использует идею Калуцы – Клейна о существовании скрытых компактных измерений с масштабами порядка 10^{-33} см (величина, обратная планковской массе), которые проявляются только в малости ньютоновской постоянной.

В современном варианте идея Калуцы – Клейна содержится в теории струн, представляющей собой теорию гравитации без расходимостей, в которой содержится фундаментальное действие Эйнштейна – Гильберта и масштаб компактных измерений служит естественным параметром обрезания, так что обычных проблем перенормируемости не возникает с самого начала. В теориях такого типа гипотеза Сахарова справедлива в том смысле, что квантовые флуктуации приводят к вычисляемым и в некоторых случаях – важным поправкам к ньютоновской постоянной, входящей в первоначальное действие; но эйнштейновская гравитация не будет более целиком обусловлена квантовыми поправками. Только время покажет, какая из предложенных идей правильна⁶.

8. Д.А. Киржниц (Природа, 1990, № 8, с. 65)

В своей статье С.Л. Адлер подчеркивает, что подход А.Д. Сахарова позволяет рассматривать стандартную теорию гравитации как эффективный низкоэнергетический предел более общей теории. Последняя, как можно надеяться, окажется перенормируемой, т.е. после квантования не будет содержать бесконечностей. Важность этой особенности теории индуцированной гравитации для конструктивного построения непротиворечивой и работоспособной квантовой теории тяготения не вызывает сомнений.

Однако в более общем плане ценность сахаровских идей видится мне в ином. Любая теория поля имеет два аспекта: активный (влияние поля на физические процессы, в частности на движение в нем частиц) и пассивный (создание самого поля внешними источниками). В ОТО физическое содержание активного аспекта глубочайшим образом раскрыто Эйнштейном: основываясь на принципе эквивалентности, он свел влияние поля тяготения на физические процессы к изменению метрики (искривленности) пространства-времени. В то же время пассивный аспект ОТО трактуется в значительной мере формально: уравнение, определяющее изменение метрики под влиянием вещества, получается обобщением уравнения Пуассона для ньютоновского потенциала из требований общеквариантности, отсутствия высших производных и т.д. Сказанное относится к выводу, основанному на выражении для действия гравитационного поля.

⁶Принципиально новый подход к индуцированной гравитации в рамках «высокомерных» теорий сформулирован А.Д. Сахаровым в 1984 году (см. статью 31 этого тома и комментарии к ней) – *Ред.*

Сила сахаровского подхода, на мой взгляд, состоит в том, что он раскрывает физику и пассивного аспекта ОТО, связывая «метрическую упругость вакуума» (другими словами, энергетику метрического поля) с квантовыми флуктуациями вещества в искривленном пространстве-времени. А именно эта энергетика и определяет, как меняется метрика под влиянием вещества. Фактически Сахаров свел пассивный аспект ОТО к активному – для определения метрической упругости достаточно описать влияние поля тяготения (искривленной метрики) на квантовые флуктуации вещества.

У сил тяготения, рассматриваемых с точки зрения индуцированной гравитации, имеется прямой аналог, известный в физике конденсированных сред, – так называемые силы Казимира. Представим себе два тела (для определенности, металлических), разделенных тонкой пустой щелью. Такие тела будут притягиваться друг к другу тем сильнее, чем меньше расстояние между ними. Природа сил Казимира такова. В отсутствие тел в вакууме имеются колебания электромагнитного поля (их называют нулевыми), которые, однако, ненаблюдаемы, так как на них настроены нули «правильных» физических приборов. Металлические тела искажают эти колебания (электрическое поле на границе тел должно обращаться в нуль). Соответствующая деформация и будет восприниматься прибором, причем зависит она от ширины щели. Такая же зависимость свойственна и энергии, отвечающей этой деформации и проявляющейся в виде притяжения Казимира. Все сказанное относится и к индуцированной гравитации – тяжелые тела деформируют квантовые флуктуации вещества, что и проявляется в возникновении тяготения. Можно сказать (со всеми необходимыми оговорками), что сила притяжения между Землей и Луной не так сильно отличается по своей природе от той силы, которая стягивает идеально отполированные стальные плитки – плитки Йогансона.

Вне зависимости от того, оправдаются или нет надежды, о которых говорилось вначале, идея Андрея Дмитриевича об индуцированной гравитации (быть может, самая глубокая из его идей) должна рассматриваться как дальнейший, по отношению к ОТО, шаг в постижении природы тяготения.

9. X. Теразава

Значение прегеометрии

В 1967 году Сахаров выдвинул идею, явившуюся новым словом в теории гравитации [1]. Следуя Уилеру [2], назовем этот подход «прегеометрией». В прегеометрии гравитация возникает в результате квантования полей материи, тогда как общая теория относительности Эйнштейна является эффективной теорией в длинноволновом пределе.

В 1978 г. в попытке построения супертеории Великого объединения мы рассмотрели составную модель, в которой не только кварки и лептоны, но и также хиггсовские скаляры, калибровочные бозоны и даже гравитон состоят из более фундаментальных частиц – субкварков [3,4]. На этой простой модели было продемонстрировано, что прегеометрическая идея Сахарова действительно работает.

Для простоты допустим, что фундаментальными полями являются N действительных скаляров φ_i ($i = 0, 1, 2, \dots, N - 1$). В этой скалярной прегеометрии простейшее общековариантное действие

$$S_0 = -F^{-1} \int d^4x (-\det \partial_\mu \varphi \cdot \partial_\nu \varphi)^{1/2}, \quad (1)$$

где F – константа, $a \cdot b = \eta^{ij} a_i a_j$, $\eta^{ij} = \text{diag}(-1, 1, 1, \dots, 1)$. S_0 эквивалентно другому действию, в котором в качестве вспомогательного поля введена пространственно-временная

метрика $g^{\mu\nu}$ ($g = \det g_{\mu\nu}$):

$$S'_0 = - \int d^4x \sqrt{-g} \left(\frac{1}{2} g^{\mu\nu} \partial_\mu \varphi \cdot \partial_\nu \varphi - F \right). \quad (2)$$

Вариация S'_0 по метрике дает «уравнение движения»

$$g_{\mu\nu} = F^{-1} \partial_\mu \varphi \cdot \partial_\nu \varphi, \quad (3)$$

на котором $S'_0 = S_0$. Эффективное действие для метрики, обусловленное квантовыми флуктуациями полей материи, определяется как

$$S_0^{\text{eff}} = -i \ln \int \prod_i [d\varphi_i] e^{iS'_i}. \quad (4)$$

Выполняя формально функциональное интегрирование, имеем

$$S_0^{\text{eff}} = iN \operatorname{tr} \ln \left(\frac{1}{\sqrt{-g}} \partial_\mu \sqrt{-g} \frac{1}{2} g^{\mu\nu} \partial_\nu \right) + F \int d^4x \sqrt{-g}. \quad (5)$$

Это действие можно разложить по степеням тензора кривизны:

$$S_0^{\text{eff}} = \int d^4x \sqrt{-g} \left[\lambda + \frac{1}{16\pi G} R + c (R^2 + dR^{\mu\nu} R_{\mu\nu}) + \dots \right]. \quad (6)$$

Здесь

$$\lambda = \frac{N\Lambda^4}{8(4\pi)^2} + F, \quad \frac{1}{16\pi G} = \frac{N\Lambda^2}{24(4\pi)^2}, \quad c = \frac{N \ln \Lambda^2}{240(4\pi)^2}, \quad d = 2, \quad (7)$$

где λ , G и Λ есть космологическая постоянная, ньютоновская постоянная и ультрафиолетовое обрезание в регуляризации Паули – Вилларса соответственно. Это завершает демонстрацию того, как работает замечательная идея прегеометрии – теории, которая стремится подменить эйнштейновскую, но является более фундаментальной.

Одним из важных следствий этого подхода Сахарова является корреляция значений гравитационной константы и постоянной тонкой структуры. Об этом пишет Сахаров в [1], на возможности такой корреляции указывал еще Ландау в 1955 г. [5]. В 1977 г. мы получили это соотношение в рамках единой модели всех полей (включая гравитацию) типа теории Намбу – Йона Лазинию [6].

Прегеометрия полностью изменила само понятие пространства-времени. Как видно из (3), пространственно-временная метрика может рассматриваться как составной объект. А значит можно допустить, что при достаточно высоких температурах $g_{\mu\nu}$ диссоциирует на свои составные части – так, как обычно происходит со связанными состояниями. Влияние такого фазового перехода на поведение космологических моделей вблизи сингулярности изучено в [7].

В рамках прегеометрии естественно возникает задача о «динамическом» объяснении размерности пространства-времени [8]. Теория суперструн, претендующая на роль единой «теории всего», является развитием идеи прегеометрии. Вместе с тем мне представляется, что теория типа рассмотренной выше, дополненная требованием локализации группы

преобразований полей φ_i с введением соответствующих калибровочных полей [9], является более перспективной.

В прегеометрии ни действие Эйнштейна – Гильберта, ни космологический член не являются фундаментальными. Тем самым вопрос «почему космологическая постоянная равна нулю (или очень мала)?» заменяется вопросом «почему она не индуцируется?». Возможный ответ состоит в том, что конформная (либо масштабная) инвариантность первичной теории запрещает появление космологического члена. В то же время член Эйнштейна – Гильберта может возникать в результате спонтанного нарушения масштабной инвариантности Вселенной. Эта ситуация была проиллюстрирована в работе [10] на простой модели.

Истинное значение прегеометрии возможно даже глубже, чем первоначально представлял Сахаров. В каком-то смысле на важность такого рода концепции указывал еще Уилер [2] в середине шестидесятых годов. Согласно Уилеру прегеометрия есть исчисление высказываний. Мне кажется, что во всяком случае прегеометрия является многообещающей теорией, новым направлением в физике (или в философии, но не метафизике), в которой некоторые основополагающие «священные» догмы теоретической физики, такие как 4-мерность пространства-времени, инвариантность при общих преобразованиях координат, микропричинность, принцип суперпозиции и т.п., не постулируются, а могут быть выведены и обоснованы.

Литература

- [1] А.Д. Сахаров, ДАН СССР **177**, 70 (1967).
- [2] C.W. Misner, K.S. Thorne, and J.A. Wheeler, in: *Gravitation*, W.H. Freeman and Co., San Francisco, 1973.
- [3] . См. в обзоре: H. Terazawa, in: Proc. XXII Int. Conf. on High Energy Physics, Leipzig, 1984; A. Meyer and E. Wiczorek, Akademie der Wissenschaften der DDR (Zeuthen) **1**, 63 (1984).
- [4] K. Akama, Y. Chikashige, T. Matsuki, and H. Terazawa, Prog. Theor. Phys. **60**, 868 (1978).
- [5] L. Landau, in: *Niels Bohr and the Development of Physics*, ed. W. Pauli, McGraw-Hill, NY, 1955, p.52.
- [6] H. Terazawa, Y. Chikashige, K. Akama, and T. Matsuki, Phys. Rev.D **15**, 1181 (1977); H. Terazawa and K. Akama, Phys. Lett. B **96**, 276 (1980); **97**, 81 (1980); H. Terazawa, Phys. Lett. B **133**, 57 (1983).
- [7] K. Akama and H. Terazawa, Gen. Rel. Grav. **15**, 201 (1983); S. Yoshimoto, Prog. Theor. Phys. **78**, 435 (1987).
- [8] H. Terazawa, in: *Quantum Field Theory and Quantum Statistics*, V. 1, ed. I.A. Batalin, C.J. Isham, and G.A. Vilkovisky, Adam Hilger, London, 1987, p. 637; in: *Particles and Nuclei*, ed. H. Terazawa, World Scientific, Singapore, 1986, p. 304; in: Proc. Fifth Seminar on Quantum Gravity, Moscow, 1990, ed. M.A. Markov, et al., World Scientific, Singapore, 1990.
- [9] H. Terazawa, in: *Wandering in the Fields*, ed. K. Kawarabayashi and A. Ukawa, World Scientific, Singapore, 1987, p. 388; K. Akama and H. Terazawa, Prog. Theor. Phys. **79**, 740, (1988).
См. также: H. Terazawa, in: Proc. Fifth Marcel Grossmann Meeting, Perth., 1988, ed. D.G. Blair and M.J. Buckingham, World Scientific, Singapore, 1989, p. 689.
- [10] H. Terazawa and K. Akama и H. Terazawa в сноске [6].

20. О СКАЛЯРНО-ТЕНЗОРНОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ *

В работе отмечается, что из предложенной ранее автором гипотезы нулевого лагранжиана гравитационного поля следует принципиальная ненаблюдаемость скалярного поля скалярно-тензорной теории гравитации, которая таким образом переходит в чисто-тензорную теорию Эйнштейна. Этот вывод связан со специальной формой зависимости гравитационной постоянной от скалярного поля $G = \mu^{-2}$ (μ – скалярное поле, массы частиц пропорциональны μ). В работе показано также, что при всякой иной зависимости G от μ , например при $G = \text{const}$, из скалярно-тензорной теории следуют нарушения принципа эквивалентности инертной и гравитационной масс.

На протяжении ряда лет в литературе обсуждается скалярно-тензорная теория гравитации и ее возможные экспериментальные следствия [1]. В настоящей статье обращается внимание на существенные для оценки этой теории следствия гипотезы нулевого лагранжиана гравитационного поля (НЛ), высказанной автором в 1967 г. [2]. Из гипотезы НЛ следует, что скалярное поле является ненаблюдаемым и исключается из теории, которая таким образом переходит в обычную чисто-тензорную теорию Эйнштейна.

Если же отказаться от гипотезы НЛ, то скалярное поле проявляется в наблюдаемых эффектах. Но одновременно выявляется невозможность удовлетворить условию эквивалентности (пропорциональности) инертной и тяготеющей масс. Теория с нарушением принципа эквивалентности не представляется нам удовлетворительной.

В скалярно-тензорной теории гравитации наряду с тензорным гравитационным полем $g_{ik}(x)$ вводится некоторое скалярное поле $\mu(x)$. Предполагается, что массы всех тел зависят от координат и времени и пропорциональны общему переменному масштабному полю $\mu(x)$. Ниже мы покажем, что в общем случае этому условию нельзя удовлетворить непротиворечивым образом, но мы пока ограничимся традиционной трактовкой, в действительности справедливой только при пренебрежении гравитационным дефектом массы. Действие для материальной точки равно

$$S_t = - \int m(x) \sqrt{dx^i dx^k g_{ik}}, \quad m(x) \sim \mu(x). \quad (1)$$

Для классической траектории $\delta S_t = 0$; траектория точки определяется таким образом полями g_{ik} и μ .

Действие (1) инвариантно относительно преобразования масштаба

$$m^0 = \left. \begin{aligned} g_{ik}^0 &= \mu^2 g_{ik} \\ m/\mu &= \text{const} \\ ds^0 &= \mu ds \end{aligned} \right\}. \quad (2)$$

Здесь ds – интервал в калибровке, допускающей переменное μ -поле, ds^0 – преобразованный интервал.

Преобразование (2) особенно подробно исследовалось Дике [1].

Оказывается, именно интервал ds^0 имеет непосредственный физический смысл. Рассмотрим в качестве примера измерение времени атомными часами, которые движутся по мировой линии в поле $\mu(x)$. Частота атомных колебаний $\omega = \Delta E/\hbar$ (ΔE – разность атомных уровней). Энергия пропорциональна массе покоя, т.е. μ . Частота $\omega \sim \mu$. Поэтому интервал времени, измеренный атомными часами, равен $\mu ds = ds^0$. Это заключение непосредственно распространяется на часы, использующие любые другие негравитационные явления (упругие колебания, суточное вращение Земли и т.п.). Но распространение того же заключения на гравитационные эффекты требует привлечения дополнительных сведений о зависимости от μ постоянной гравитации G . Например, частота колебаний маятника $\omega = \sqrt{\frac{GM}{R^3}} \sim G^{1/2} \mu^2$ (M – масса Земли $\sim \mu$, R – радиус Земли $\sim \mu^{-1}$, l – длина маятника $\sim \mu^{-1}$). Если $G \sim \mu^{-2}$, ход любых часов меняется в поле μ одинаковым образом, $\omega \sim \mu$, поле μ фактически является ненаблюдаемым, и исключается из теории масштабным преобразованием (2). Физические следствия такой теории полностью совпадают с ОТО Эйнштейна (во всяком случае в классической теории).

Если отказаться от условия $G \sim \mu^{-2}$, поле μ не устраняется преобразованием (2) и проявляется во множестве явлений (частота колебаний маятника не $\sim \mu$, $G^0 = \mu^2 G \neq \text{const}$ и т.п.). Но одновременно нарушается принцип эквивалентности. Например, если принять предположение авторов [1] $G = \text{const}$, $G^0 \approx \mu^2$, то гравитационный дефект массы оказывается пропорциональным не μ , а μ^3 . Подобная теория представляется маловероятной.

Зависимость $G \sim \mu^{-2}$ и возможность исключить скалярное поле масштабным преобразованием следуют из гипотезы нулевого лагранжиана [2]. Предположено, что в последовательной квантовой теории поля полная лагранжевская функция и полное действие сводятся к лагранжевской функции материи L_m и действию материи $S_m = \int \sqrt{-g} L_m(dx)$, а действие гравитационного поля (феноменологически равное $S_g = \int \sqrt{-g} \frac{R}{16\pi G}(dx)$) представляет собой поляризационный эффект. Действие материи S_m инвариантно относительно преобразования (2) при $L_m \sim \mu^4$. Гипотеза НЛ распространяет эту инвариантность на гравитационные явления.

Вывод: скалярно-тензорная теория гравитации, отличающаяся по своим физическим следствиям от ОТО, не может быть согласована с гипотезой нулевого лагранжиана гравитационного поля и с принципом эквивалентности.

Литература

- [1] P.Jordan, Astr. Nach. 276, 1955, 1948; Schwerkraft, Weltall, 1959; T.R. Tirry, CR 226, 216 1948; P.Bergmann, Ann. Math. 29, 255, (1948); C.Brans and R.H. Dicke, Phys. Rev. 124, 925, (1961); R.H. Dicke, Phys. Rev. 125, 2163 (1962).

- [2] А.Д. Сахаров, ДАН СССР 177 (1), 70 (1967); А.Д. Сахаров, *Gravitation and Fields theory*, статья 3 в сб. препринтов Института Прикладной Математики (1967); доклад на семинаре ФИАН (июнь 1970).

КОММЕНТАРИИ К СТАТЬЕ 20

1. А.Д. Сахаров (Coll, с. 162)

В скалярно-тензорной теории гравитации Бранса – Дике для характеристики гравитационного поля наряду с метрическим тензором постулируется существование скалярного метрического масштабного поля $\mu(x)$. Постулируется, что массы всех частиц зависят от координат и пропорциональны $\mu(x)$. В работе указывается, что следующее из теории нулевого лагранжиана соотношение $G \sim 1/\mu^2$ приводит к «вырожденной» форме скалярно-тензорной теории, по всем своим следствиям совпадающей с чисто-тензорной теорией Эйнштейна. Как указано Брансом и Дике, только в случае этой «вырожденной» формы удовлетворяется принцип эквивалентности для гравитационного дефекта массы. В работе эти положения иллюстрируются простыми примерами.

2. Б.Л. Альтшулер

Если в стандартном действии гравитационного поля и материи, в которое, говоря схематически, входят две размерные постоянные: гравитационная G^0 и масса элементарной частицы m^0 , совершить масштабное преобразование метрики $g_{ik}^0 = \mu^2(x)g_{ik}$ (см.(2) комментируемой статьи), то в новой масштабной калибровке имеем условия Сахарова $G \sim \mu^{-2}$, $m \sim \mu$. И напротив, если принять эти условия, то координатная зависимость G и m , очевидно, устраняется обратным масштабным преобразованием. С этой точки зрения вывод статьи представляется тривиальным. Но идея работы в другом. В рамках идеологии «нулевого лагранжиана» (НЛ) исходная теория включает не две, а одну размерную величину m , тогда как гравитационная постоянная индуцируется: $G_{\text{ind}} \sim m^{-2}$. Если в духе скалярно-тензорной теории Бранса – Дике мы будем считать массу частицы не константой m^0 , а скалярным полем $m(x)$, то имеем автоматически $G_{\text{ind}}^{(x)} \sim m^{-2}(x)$ и теория масштабным преобразованием сводится к стандартной ОТО. Однако при вычислении квантовых поляризационных эффектов всегда присутствуют расходимости, для устранения которых необходимо вводить ультрафиолетовое обрезание Λ , что возвращает к ситуации «двух» размерных параметров. Аргументация комментируемой статьи справедлива в предположении, что G_{ind} определяется именно массами частиц, а не обрезанием Λ . О проблеме вычисления G_{ind} в теории НЛ см. в статьях 17–19 и комментариях к ним. Через 10 лет Сахаров снова возвращается к проблеме нарушения принципа эквивалентности и «плывущих» (космологически) констант – теперь уже в рамках современных единых теорий и «высокомерной» физики (см. статью 31 и комментарии к ней).

VII

КОСМОЛОГИЯ

21. НАЧАЛЬНАЯ СТАДИЯ РАСШИРЕНИЯ ВСЕЛЕННОЙ И ВОЗНИКНОВЕНИЕ НЕОДНОРОДНОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВЕЩЕСТВА*

Исследуется гипотеза о возникновении астрономических объектов в результате гравитационной неустойчивости расширяющейся Вселенной. Предположено, что начальные неоднородности возникают из-за квантовых флуктуаций холодного барионно-лептонного вещества при плотностях порядка 10^{98} барионов/см³. Выдвинута гипотеза, что при таких плотностях определяющими в уравнении состояния являются гравитационные эффекты, и зависимость плотности энергии ϵ от плотности барионов качественно описывается графиками a или b рисунка. При некоторой плотности $n = n_0$ ϵ обращается в нуль. Теоретическая оценка (правда, содержащая некоторые неясные моменты) приводит к такой величине начальной неоднородности распределения вещества, которая объясняет возникновение скоплений 10^{62} – 10^{63} барионов (10^5 – $10^6 M_\odot$). Вычисленная масса меньше массы галактик в 10^5 – 10^6 раз; фактически она близка к массам шаровых скоплений. В работе высказана гипотеза о происхождении галактик в результате нарастания неоднородностей движения и распределения газа, образовавшегося при гравитационных коллапсах первичных звездных скоплений. По этой гипотезе из газа образуется плоская составляющая галактики, сферическая составляющая состоит в основном из скоплений первичных звезд, захваченных гравитационным полем этого вращающегося газового облака.

Единицы и обозначения

В гравитационной системе единиц положено $\hbar = c = G = 1$.

Единица длины = $c^{-1/2} \hbar G^{1/2} = 1,61 \cdot 10^{-33}$ см.

Единица времени = $c^{-3/2} \hbar^{1/2} G^{1/2} = 5,35 \cdot 10^{-44}$ с = $1,7 \cdot 10^{-51}$ лет.

Единица массы = $c^{1/2} \hbar^{1/2} G^{-1/2} = 2,18 \cdot 10^{-5} \Gamma = 10^{-38} M_\odot$.

Плотность барионов n ; $n = 1$ при плотности $0,24 \cdot 10^{99}$ барионов/см³.

Среднее расстояние между барионами $a = n^{-1/3}$. Относительное возмущение плотности разлагаем в ряд Фурье по ортогональным функциям Φ_κ , определенным (для упрощения нормировки) в кубе периодичности объема $V = V_0 a^3$

*ЖЭТФ 49, (7), 345–357 (1965).

(V_0 не зависит от времени):

$$\frac{\Delta n}{n} = \sum_{\kappa} \Phi_{\kappa}(\xi) z_{\kappa}(t). \quad (1)$$

Здесь $\xi = x/a$ – сопутствующая безразмерная пространственная координата (3-вектор), κ – безразмерный волновой вектор (не зависящий от времени). Функция Φ удовлетворяет условию нормировки и уравнению

$$\int_{V_0} |\Phi|^2 d\xi = 1, \quad \Delta\Phi + \frac{\kappa^2}{a^2} \Phi = 0,$$

например, $\Phi = V_0^{-1/2} e^{i\kappa\xi}$. Определенную согласно (1) величину z_{κ} назовем «амплитудой неоднородности».

ε – плотность энергии в системе покоя вещества,

$p = nd\varepsilon/dn - \varepsilon$ – давление.

Точка над буквой означает производную по времени.

C – предел при $t \rightarrow \infty$ значения $(\dot{a})^2$,

\sim означает: равно по порядку величины;

\propto означает: пропорционально.

§1. Введение

В настоящее время общепринятой является космологическая теория расширяющейся Вселенной. Эта теория основывается на найденном А.А. Фридманом нестационарном решении уравнений общей теории относительности Эйнштейна и объясняет, в частности, явление «красного смещения» (см., например, ряд статей в «Успехах физических наук» в номере, посвященном памяти А.А. Фридмана [1]).

Недавно Я.Б. Зельдович (см., например, [1]) привел убедительные аргументы в пользу того, что вещество в начальном, плотном состоянии было холодным, и указал, что при определенных предположениях о начальных соотношениях барионной и лептонной плотности в рамках этих представлений можно объяснить преобладающее содержание водорода во Вселенной и низкую температуру межгалактического пространства. Можно предполагать, что на ранней стадии расширения вещество во Вселенной было почти однородным, и «первичные» астрономические объекты возникли в результате гравитационной неустойчивости. Хотя со стороны ряда астрономов и астрофизиков такая точка зрения встречает возражения, исследование ее представляется необходимым. Для разработки такой гипотезы большое значение имеет изучение законов нарастания малых неоднородностей плотности и нахождение статистических характеристик начальных неоднородностей.

Первая задача в рамках теории расширяющейся Вселенной решена Е.М. Лифшицем и вновь рассматривалась Я.Б. Зельдовичем (см. [1,2]), решение второй

задачи требует обращения к рассмотрению начальной стадии расширения Вселенной и содержит поэтому ряд гипотетических моментов. Однако, комбинируя теоретические соображения и наблюдательные данные астрономии, мы можем надеяться получить необходимые исходные данные для решения космогонических проблем и сведения о физических законах при экстремально-высоких плотностях вещества.

Основным уравнением теории расширяющейся Вселенной можно принять одно из уравнений Эйнштейна

$$R_0^0 = 8\pi(T_0^0 - \frac{1}{2}T).$$

Подставив для случая однородного мира $R_0^0 = -3\ddot{a}/a$ и компоненты тензора энергии-импульса в виде $T_0^0 = \epsilon$, $T = \epsilon - 3p$, находим

$$\ddot{a} = -\frac{4\pi}{3}(\epsilon + 3p)a. \quad (2)$$

Уравнение (2) имеет интеграл

$$\dot{a}^2 = \frac{8\pi}{3}\epsilon a^2 + C, \quad (3)$$

где постоянная интегрирования C определяет, как известно, знак и величину пространственной кривизны. Если принять оценку Оорта для средней плотности вещества в данный момент $\bar{\rho} = 3 \cdot 10^{-31}$ г/см³, то $\dot{a}^2 > 8\pi\epsilon a^2/3$ и постоянная $C > 0$, хотя и очень мала: $C \approx \dot{a}^2 = 1,6 \cdot 10^{-52}$. Это – случай геометрии Лобачевского. Но оценки $\bar{\rho}$ очень неточны и не исключено, что $C = 0$, $\bar{\rho} = 1,2 \cdot 10^{-29}$ г/см³ и что в данный момент $\dot{a}^2 = 2 \cdot 10^{-53}(\dot{a}^2 \rightarrow 0$ при $t \rightarrow \infty)$ и даже не исключено $C < 0$.

В данной работе предполагается, что уравнение состояния вещества при $n \ll 1$ качественно совпадает с уравнением для вырожденного газа Ферми с не очень существенной ролью эффекта взаимодействия и превращения фермионов. Соответственно этому $\epsilon \sim n^{4/3}$ при $n^{1/3} > M$ ($M = 0,76 \cdot 10^{-19}$ – масса бариона) и $\epsilon = Mn$ при $n^{1/3} < M$.

Условно различаем четыре (или три) стадии расширения Вселенной:

стадия 1	$\epsilon \lesssim 1$	$a \lesssim 1$	$1 \geq t$
стадия 2	$\epsilon \sim n^{4/3}$	$a \sim t^{1/2}$	$1 < t < M^{-2}$
стадия 3	$\epsilon = Mn$	$a \sim t^{2/3} M^{1/3}$	$M^{-2} < t < MC^{-3/2}$
стадия 4	$p \ll \epsilon$	$a = C^{1/2}t$	$MC^{-3/2} < t$.

В первой стадии гравитационное взаимодействие соседних частиц ~ 1 и существенно влияет на уравнение состояния. Исследование этой стадии необходимо

для нахождения начальных неоднородностей квантового характера. Если $C = 0$, то четвертая стадия не наступает.

Проведенные Е.М. Лифшицем [2] и Я.Б. Зельдовичем (устное сообщение) исследования законов нарастания малых возмущений плотности могут быть суммированы следующим образом. При пренебрежении эффектом пространственного градиента давления возмущения во всех стадиях возрастают обратно пропорционально \dot{a}^2

$$z_{\kappa}(t) = z_{0\kappa}/\dot{a}^2, \quad (4)$$

где $z_{0\kappa}$ – «начальная» амплитуда при $\dot{a} \sim 1$.

Я.Б. Зельдович обратил наше внимание на важность учета эффекта давления, $p \sim \epsilon$, во второй стадии для коротких волн. Согласно Зельдовичу условие устойчивости: $M^{-2} > t > \kappa^{-2}$ (т.е., в частности, $\kappa > M$). При удовлетворении условия устойчивости происходят колебания плотности частиц с сохранением адиабатического инварианта.

При $\kappa \gtrsim M$ формула (4) для третьей и четвертой стадии должна быть заменена формулой, учитывающей эффект градиента давления во второй стадии:

$$z_{\kappa}(t) = z_{0\kappa}B(\kappa)/\dot{a}^2, \quad t > M^{-2}. \quad (5)$$

Вычисление функции $B(\kappa)$ при $\kappa \sim M$ требует знания уравнения состояния при $n \sim M^3 = 10^{42}$ барионов/см³.

Мы принимаем в этой работе гипотезу Зельдовича о равной нулю начальной температуре вещества Вселенной и сосредоточиваем наше внимание на рассмотрении квантовых флуктуаций плотности.

Заметим, что в ходе расширения Вселенной температура вещества сначала несколько возрастает из-за неполной адиабатичности превращения элементарных частиц во второй стадии, а затем падает из-за адиабатического расширения вещества, достигая максимума $\sim 10^{-7}$ эрг или менее при плотностях порядка 10^{42} барионов/см³. Оценки Зельдовича (устное сообщение) показывают, что температурный эффект для образования неоднородностей несуществен.

§2. Основные уравнения для малых возмущений плотности

Выведенные в этом параграфе уравнения совпадают по содержанию с уравнениями Е.М. Лифшица [2], но записаны в другой координатной системе в связи с задачей о переходе к квантовой теории. Квантование малых колебаний легче всего выполнить, если уравнения движения имеют вид уравнения Лагранжа с

$$L_{\kappa} = \frac{1}{2}m(t)\dot{z}^2 - \frac{1}{2}r(t)z^2.$$

Тогда вводим волновую функцию $\Psi_{\kappa}(z, t)$, удовлетворяющую уравнению Шредингера ($m(t)$ и $r(t)$ известные функции)

$$-\frac{1}{2m(t)}\frac{\partial^2\Psi}{\partial z^2} + \frac{r(t)z^2}{2}\Psi = -i\frac{\partial\Psi}{\partial t}. \quad (6)$$

При этом «масса» m должна соответствовать величине (7), получающейся для коротковолновых колебаний (т.е. для невозмущенной метрики) в результате простого непосредственного вычисления изменения доли функции Лагранжа

$$L_B = \int \sqrt{-g} \epsilon d\xi,$$

связанной с веществом. Разлагая в ряд по степеням z^2 и \dot{z}^2 , находим

$$m_\kappa(t) = \frac{a^2}{\kappa^2} \frac{d\epsilon}{dn}, \quad r_\kappa(t) = n \frac{d^2\epsilon}{dn^2} = \frac{dp}{dn}. \quad (7)$$

В случае длинноволновых возмущений для нахождения r лучше всего исходить из уравнений движения, получив последние по методу, примыкающему к методу Я.Б. Зельдовича (устное сообщение).

Рассмотрим разложение (1) произвольного возмущения по ортогональным функциям Φ , удовлетворяющим уравнению

$$\Delta\Phi + (\kappa/a)^2\Phi = 0. \quad (8)$$

Функция Φ может быть записана в виде экспоненты или синусоиды, или в виде сферически-симметричной функции вида

$$\Phi \propto \sin \kappa\xi / \kappa\xi$$

(ξ – радиус). Зависимость z_κ от t определяется в любом случае лишь величиной параметра κ в уравнении (8). Для нахождения этой зависимости достаточно удовлетворить уравнениям движения в точке $\xi = 0$ в сферически-симметричном случае. Тогда во всех остальных точках в силу изотропии пространства уравнения движения будут выполнены автоматически. Уравнение движения в точке $\xi = 0$ с точностью до эффектов пространственного градиента давления есть основное уравнение (2).

Для длинноволновых возмущений можно пренебречь эффектами пространственного градиента давления. Будем обозначать индексом 0 невозмущенные величины, а индексом 1 – бесконечно малые первого порядка

$$a = a_0 + a_1, \quad t = t_0 + t_1, \quad \epsilon = \epsilon_0 + \frac{d\epsilon}{da} a_1 \text{ и т.д.} \quad (9)$$

Подставляя (9) в (2) и выделяя члены первого порядка малости, находим уравнения для амплитуды возмущений. При этом рассматриваем t как местное время ($dt = ds$ в точке $\xi = 0$; именно t входит в (2)), t_0 – как «мировое время» координатной системы.

Лифшиц и Зельдович полагали $t_1 = 0$. Зельдович фактически использовал варьирование постоянных интегрирования в аналитическом решении уравнения (2), что просто при специальном уравнении состояния $\varepsilon \sim n^\gamma$; им рассмотрены $\gamma = 1$, $\gamma = 4/3$, $\gamma = 2$. В общем случае подстановка (9) с условием $t_1 = 0$ в (2) приводит к уравнению движения

$$\frac{1}{a_0} \frac{d}{dt} \left(a_0^2 \frac{d}{dt} \left(\frac{a_1}{a_0} \right) \right) = 4\pi \left(n \frac{d\varepsilon}{dn} + 3n \frac{dp}{dn} \right) a_1. \quad (10)$$

Заметим, что поскольку одним решением этого уравнения должно явиться $a_1 \propto \dot{a}_0$ (смещение невозмущенного решения (2) по времени), то (10) можно записать также в форме

$$\ddot{a}_1/a_1 = \ddot{a}_0/\dot{a}_0. \quad (11)$$

Вводя величину относительной амплитуды неоднородностей

$$z = n_1/n_0 = -3a_1/a_0, \quad (12)$$

находим из (10) или (11) для специального уравнения состояния $\varepsilon \sim n^\gamma$ результат Зельдовича – два независимых решения

$$z \sim t^\alpha, \quad \alpha_1 = 2 - 4/3\gamma, \quad \alpha_2 = -1.$$

Откажемся теперь от условия $t_1 = 0$, наложив при этом удобное для нас дополнительное условие $m = (a/\kappa)^2 d\varepsilon/dn$ (как в (7)).

Первый член в уравнении типа (10) должен иметь вид ($\omega \equiv d\varepsilon/dn$)

$$\frac{1}{a_0} \frac{d}{dt_0} \left(\omega a_0^2 \frac{d}{dt_0} \left(\frac{a_1}{a_0} \right) \right).$$

Очевидно, t_1 надо выбрать так, чтобы добавить в уравнение член

$$a_0 \frac{d\omega_0}{dt} \frac{d}{dt} \left(\frac{a_1}{a_0} \right).$$

Положим

$$\dot{t}_1 = -\frac{1}{\omega} \frac{d\omega}{dt} \left(\frac{da_0}{dt} \right)^{-1} a_1 = -z \frac{dp}{d\varepsilon}. \quad (13)$$

Учитывая, что с точностью до членов второго порядка малости

$$d^2 a/dt^2 = \ddot{a}_0 + \ddot{a}_1 - 2\dot{t}_1 \ddot{a}_0 - \ddot{t}_1 \dot{a}_0,$$

находим при калибровочном условии (13):

$$\frac{1}{a^2 \omega} \frac{d}{dt} \left(\omega a_0^2 \frac{dz}{dt} \right) = \left\{ 4\pi n \left(\frac{d\varepsilon}{dn} + 3 \frac{dp}{dn} \right) - 8\pi \frac{dp}{d\varepsilon} (\varepsilon + 3p) + 3 \frac{\dot{a}_0}{a_0} \frac{d}{dt} \left(\frac{dp}{d\varepsilon} \right) \right\} z. \quad (14)$$

(В (14) и далее опущен индекс 0 при дифференцировании по мировому времени t_0 .)

Для специального уравнения состояния $\varepsilon = n^\gamma$ получаем опять два линейно-независимых решения

$$z \sim t^\alpha, \quad \alpha_1 = 2 - 4/3\gamma, \quad \alpha_2 = 1 - 2/\gamma.$$

Второе решение обращается в нуль (для длинноволновых возмущений) при преобразовании системы отсчета к $t_1 = \text{const}$. Наоборот, при $t_1 = -z dp/d\varepsilon$ обращается в нуль решение с $\alpha_2 = -1$.

Для коротковолновых колебаний уравнение (14) должно быть дополнено членом, учитывающим пространственный градиент давления (согласно формуле (7)). С учетом (3) уравнение принимает вид (для частного случая $C = 0$)

$$\frac{1}{a^2 \omega} \frac{d}{dt} \left(a^2 \omega \frac{dz}{dt} \right) = \left\{ 4\pi n \left(\frac{d\varepsilon}{dn} + 3 \frac{dp}{dn} \right) - 8\pi \frac{dp}{d\varepsilon} (\varepsilon + 3p) - 24\pi \varepsilon n \frac{d}{dn} \left(\frac{dp}{d\varepsilon} \right) - \frac{\kappa^2}{a^2} \frac{dp}{d\varepsilon} \right\} z. \quad (15)$$

При $\gamma = \text{const}$ решение этого уравнения выражается через функции Бесселя; например, при $\gamma = 4/3$ имеем возрастающее и убывающее решения вида ($\theta \sim t^{1/2} \kappa$)

$$z \propto \begin{cases} \cos\theta - \theta^{-1} \sin\theta, \\ \sin\theta + \theta^{-1} \cos\theta. \end{cases}$$

§3. Функция $B(\kappa)$ и массы звезд догалактического происхождения

Ю.М. Шустов и В.А. Тарасов по нашей просьбе провели с использованием электронной вычислительной машины решение уравнения (15) для различных значений κ . Вычисления были проведены для простейшего уравнения состояния, удовлетворяющего $\varepsilon = nM$ при $n^{1/3} \ll M$ и $\varepsilon = An^{4/3}$ при $n^{1/3} \gg M$ (A — постоянная ~ 1)

$$\varepsilon = n(M^2 + A^2 n^{2/3})^{1/2}. \quad (16)$$

Асимптотика p при $n \rightarrow 0$ в этом уравнении менее удовлетворительна; при $n^{1/3} > M$ не учтены превращения и взаимодействия барионов.

Зависимость $a(t)$ в случае уравнения (16) может быть найдена аналитически (Шустов). Шустов и Тарасов находят, интегрируя (15), предельное значение при $t \rightarrow \infty$ вспомогательной переменной

$$\zeta = z(1 + a^2 M^2 / A^2)^{-1/2},$$

положив при $t \rightarrow 0$: $d\zeta/dt = dz/dt \sim z_0$. Очевидно, $\zeta(\infty) \propto z_0 B$.

В соответствии с результатами следующих параграфов было положено $z_0 \sim \kappa$, $\zeta(\infty)$ — функция параметра $A^{1/2} \kappa$. Эта функция носит осциллирующий знакопеременный характер, но быстро затухает с ростом κ .

Распределение звезд по массам сложным нелинейным образом зависит от z и вряд ли может быть найдено без очень громоздких вычислений. Для качественной оценки определим функцию $F(N) = \Delta N/N$, где N – среднее число частиц в некотором объеме $V = N/n$ и ΔN – среднеквадратичное отклонение

$$(\Delta N)^2 = \overline{[N(V) - \bar{N}(V)]^2}.$$

$F(N)$ находим по формулам, которые согласно Н.А. Дмитриеву (устное сообщение Зельдовича), могут быть применены при такой зависимости $F(N)$, когда существенно исключить эффект флуктуаций на границе области усреднения. В наших обозначениях

$$F(N) = \left(\int_0^\infty z^2(\kappa) \kappa^2 e^{-\kappa^2/4\alpha^2} d\kappa / N \int_0^\infty \kappa^2 e^{-\kappa^2/4\alpha^2} d\kappa \right)^{1/2},$$

$$N = 4\pi \int_0^\infty e^{-\alpha^2 \xi^2} \xi^2 d\xi, \quad \text{т.е. } \alpha = \pi^{1/2}/N^{1/3}. \quad (17)$$

Наглядный смысл формул (17) – ΔN и N вычисляются для объема V с размытыми границами. Для статистически независимых частиц $z = 1$ и $F(n) = N^{-1/2}$.

Очевидно, образование объектов с числом частиц N возможно лишь при $F(N) \sim 1$. Можно предполагать, что если существуют максимумы кривой распределения звезд по массам, то они хотя бы приближенно соответствуют максимумам функций вида $N^m F(N)$ ($m \sim 1$). Положив (произвольно) для оценки $m = 1/2$, находим с использованием результатов Шустова и Тарасова (приняв $A = 5, 8$, что соответствует смеси 1 протон + электрон + 1 нейтрино без учета превращений барионов и взаимодействий) максимум функции $N^{1/2} F$ при $N = 0,47 \cdot 10^{57}$, т.е. при массе $m = 0,4 M_\odot$. Предположение о преимущественном образовании звезд с массой $\sim M_\odot$ принадлежит Зельдовичу, который исходил из рассмотрения границ области устойчивости.

Можно было предполагать, что звезды, входящие в шаровые скопления, произошли на ранней стадии расширения Вселенной, и их распределение по массам должно описываться изложенной теорией. Сендидж [3] изучил распределение по абсолютным звездным величинам звезд шарового скопления $M3$. Найдены максимумы при массе около $0,8 M_\odot$ и при $3 - 4 M_\odot$. Если первый максимум после уточнения уравнения состояния и законов усреднения мог бы иметь отношение к излагаемой теории, то наличие второго максимума (состоящего в основном из переменных звезд типа RR Лиры) непонятно. Очевидно, что более яркие, чем Солнце, звезды не могут иметь возраст Вселенной и по крайней мере часть их массы имеет вторичное происхождение.

Функция $F(N)$ при любом $z(\kappa)$ монотонно возрастает с уменьшением N (замечание Шустова). Возможно, это означает, что основная доля первичных звезд имеет массу меньше $0,4 M_\odot$ (определенную не учтенными нами явлениями), а все массы распределения Сендиджа имеют вторичное происхождение.

§4. Гипотеза об уравнении состояния при $n \sim 1$

В случае вырожденного ферми-газа релятивистских невзаимодействующих частиц $\varepsilon = An^{4/3}$ с коэффициентом $A \sim 1$. Электромагнитное взаимодействие экстремально-релятивистских фермионов во всех порядках ряда теории возмущений $\propto n^{4/3}$, т.е. только меняет величину коэффициента A . Мы предполагаем, что учет взаимного превращения фермионов и всевозможных взаимодействий сохраняет формулу вида

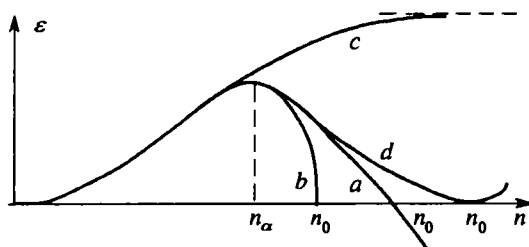
$$\varepsilon = A(n)n^{4/3}, \quad \text{где } A(n) \sim 1 \text{ при } 1 > n^{1/3} > M.$$

Другим предположением теории является экстраполяция представлений общей теории относительности вплоть до масштабов расстояний порядка $1,61 \cdot 10^{-33}$ см. По всей вероятности, при таких масштабах наши представления о пространстве должны быть пересмотрены, т.е. мы находимся на грани применимости существующей теории, что не исключает возможности получения качественно правильных результатов, в духе «принципа соответствия».

При плотностях порядка единицы (в гравитационных единицах) обменное и корреляционное гравитационные взаимодействия фермионов сравниваются по порядку величины с энергией Ферми. Поэтому гравитационные взаимодействия становятся определяющими в уравнении состояния. Качественно роль этих эффектов очевидна из разложения в ряд по степеням гравитационной постоянной (точней – по степеням: $(G\hbar/c^3)n^{2/3}$):

$$\varepsilon = An^{4/3} + Bn^2 - Cn^{8/3}. \quad (18)$$

В этом разложении, справедливом при $n \ll 1$, второй член есть обменное гравитационное взаимодействие, а третий – корреляционное. A, B, C – порядка единицы и больше нуля. При $n \sim 1$ кинетическая и обменная энергии по-прежнему > 0 , корреляционная энергия по-прежнему < 0 , но из-за эффекта вычитания количественно неизвестных выражений всякие теоретические оценки даже качественного хода кривой $\varepsilon(n)$ носят гипотетический характер. Мы предполагаем, что зависимость, аналогичная формуле (18), имеет место и при $n \sim 1$, т.е. что при некотором значении $n = n_\alpha$ величина ε достигает максимума, а при $n = n_0$ $\varepsilon = 0$ (см. рисунок, кривую a). Такой вид уравнения состояния дает возможность корректно сформулировать задачу о вычислении начальных возмущений (см. далее).



Более удовлетворительным является также и качественный характер невозмущенного решения. Зависимость радиуса мира a от времени находим из (2). При $t = 0$ положим $\dot{a} = 0$, т. е.

$$\varepsilon = -3C/8\pi a^2, \quad \ddot{a} \sim -(\varepsilon + 3p) \approx -3nd\varepsilon/dn > 0.$$

При $t \ll 1$: $a - a_0 \sim t^2$. В точке перегиба кривой $a(t)$ $\varepsilon + 3p = 0$, далее $a \sim t^{1/2}$.

Решение для $a(t)$ может быть симметрично продолжено в область $t < 0$

$$a(t) = a(-t). \quad (19)$$

Естественно предположить, что эта симметрия распространяется на все физические процессы, так что

$$\Psi(t) = \Psi^*(-t), \quad (20)$$

где Ψ – вектор состояния. Энтропия некоторой части Вселенной $S(t) = S(-t)$, $S(0) = 0$. Такое «удвоение» физической реальности в силу своего тождественного характера является не очень содержательным и не ведет ни к каким принципиальным трудностям. Но зато полностью отпадает задаваемый обычно вопрос: «а что при $t < 0$?».

В дальнейшем мы рассмотрим также вариант уравнения состояния (график которого изображен на рисунке, кривая b), для которого $d\varepsilon/dn \rightarrow \infty$ при $\varepsilon \rightarrow 0$. Если мы предположим в этом предельном случае $\varepsilon \sim (a - a_0)^{1/2}$, то легко найдем по уравнению (3) зависимость $a - a_0$ от t (очевидно, что при этом уравнении логично рассматривать лишь случай $C = 0$):

$$a - a_0 \sim |t|^{4/3}. \quad (21)$$

В этом случае, как и в случае кривой a , логично предполагать симметрию состояний при обращении времени. Альтернативное решение проблемы отрицательного времени возможно (при $C = 0$), если уравнение состояния имеет вид, изображенный на кривой c ($\varepsilon \rightarrow \text{const}$ при $n \rightarrow \infty$) или на кривой d ($\varepsilon \rightarrow A(a - a_0)^2$ при $a \rightarrow a_0$). В случае c в начальной стадии расширения Вселенной, пока $\varepsilon \approx \text{const}$, $p = -\varepsilon$, $\ddot{a}/a = \text{const} > 0$, т. е.

$$a = e^{\lambda t} \text{ при } t \rightarrow -\infty. \quad (22)$$

В дальнейшем, когда $\varepsilon \neq \text{const}$ ($\varepsilon \sim n^{4/3}$), экспоненциальный рост переходит в рост по закону $a \sim t^{1/2}$. Аналогично, для случая d :

$$a - a_0 \sim e^{\lambda t} \text{ при } t \rightarrow -\infty.$$

Истинный характер уравнения состояния при $n \sim 1$ можно попытаться определить, сравнивая с наблюдательными данными выводы теории о величине начальных неоднородностей плотности.

§5. Квантовая теория возникновения начальных возмущений при $n \sim 1$

Малые возмущения плотности могут быть описаны с помощью волновой функции, зависящей от динамически независимых обобщенных «нормальных» координат z_κ . При статистической независимости эта функция имеет вид

$$\Psi(t, z_1, z_2, \dots) = \prod_{\kappa} \Psi_{\kappa}(z_{\kappa}, t). \quad (23)$$

Каждая из функций Ψ_{κ}^1 описывается своим уравнением Шредингера типа уравнения гармонического осциллятора (24) с переменными «массой» $m(t)$ и «упругостью» $r(t)$ (при этом не обязательно $m > 0$ и $r > 0$)

$$-\frac{1}{2m} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} + \frac{r z^2}{2} \Psi = -i \frac{\partial \Psi}{\partial t}. \quad (24)$$

Здесь

$$m = \frac{a^2 d\varepsilon}{\kappa^2 dn}, \quad (25)$$

$$r = -\frac{a^2 d\varepsilon}{\kappa^2 dn} \left\{ 4\pi n \left(\frac{d\varepsilon}{dn} + 3 \frac{dp}{dn} \right) - 8\pi \frac{dp}{d\varepsilon} (\varepsilon + 3p) + 3 \frac{\dot{a}}{a} \frac{d}{dt} \left(\frac{dp}{d\varepsilon} \right) \right\} + n \frac{d^2 \varepsilon}{dn^2}. \quad (26)$$

Уравнение Шредингера с потенциальной энергией, пропорциональной z^2 имеет два класса автомодельных решений

$$\Psi_+(z, t) = v_+(t) e^{-\mu(t)z^2}, \quad (27)$$

$$\Psi_-(z, t) = v_-(t) e^{-\mu(t)z^2} z. \quad (28)$$

Эти решения удовлетворяют (24), если комплексные параметры μ, v_+, v_- удовлетворяют следующим обыкновенным дифференциальным уравнениям:

$$d\mu/dt = i(2\mu^2/m - r/2), \quad (29)$$

$$dv_+/dt = i\mu v_+/m, \quad (30)$$

$$dv_-/dt = 3i\mu v_-/m. \quad (31)$$

Начальные значения v и μ могут быть произвольными (с $\text{Re } \mu > 0$).

Заметим, что общее решение уравнения Шредингера может быть представлено в виде контурного интеграла по параметру μ . Например,

$$\Psi(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dy_0 e^{-\mu(t)z^2} [C_+(y_0)v_+(t) + zC_-(y_0)v_-(t)]. \quad (32)$$

¹ В дальнейшем мы большей частью опускаем индекс κ .

Здесь в начальный момент времени $\mu(0) = x_0 + iy_0$, $x_0 = \text{const} > 0$, а независящие от времени функции C_+ , C_- определяются интегралами

$$v_+(0)C_+(y_0) = \int_{-\infty}^{+\infty} dz |z| e^{-\mu(0)z^2} \Psi(z, 0) \quad (33)$$

и аналогично для C_- . Аналогичное представление в виде кратных интегралов может быть написано для элементов оператора плотности Ландау – Неймана (случай «смеси»).

Мы предполагаем, что каждая из степеней свободы z_κ описывается волновой функцией типа (27)

$$\Psi_+ = v_+(t) e^{-\mu(t)z^2}.$$

Ниже обозначено

$$\mu = x + iy = \kappa^{-2}(X + iY). \quad (34)$$

Очевидно,

$$\bar{z}^2 = 1/4x \dots \quad (35)$$

или (по порядку величины)

$$z \sim \kappa X^{-1/2}. \quad (36)$$

Опустим в уравнении (29) малый член $nd^2\varepsilon/dn^2 = dp/dn$ из формулы (26) для r (ограничиваемся случаем «длинных» волн; это возможно, если первое слагаемое в $r \propto (a/\kappa)^2 d\varepsilon/dn$ не аномально мало). Находим, что уравнение для $\kappa^2\mu = X + iY$ уже не содержит κ . Мы приходим к выводу, что если решение уравнения (29) вообще существует, то начальная неоднородность $z_0(\kappa)$ должна быть пропорциональной κ и не содержать других параметров, отличающихся от единицы по порядку величины. Таким образом, для длинноволновых возмущений

$$z \sim \kappa/\dot{a}^2. \quad (37)$$

Используя закон усреднения (17), получаем

$$F(N) = \Delta N/N \sim N^{-5/6}/\dot{a}^2 \quad (38)$$

(с множителем пропорциональности ~ 1).

При $N \lesssim M^{-3}$ необходима поправка на эффект давления во второй стадии:

$$F \sim N^{-5/6} B(N)/\dot{a}^2, \quad (38a)$$

где

$$[B(N)]^2 = \int_0^\infty B^2(\kappa) z_0^2 \kappa^2 e^{-\kappa^2/4\alpha^2} d\kappa / \int_0^\infty z_0^2 \kappa^2 e^{-\kappa^2/4\alpha^2} d\kappa.$$

В настоящее время $\dot{a}^2 = 10^{-52} - 10^{-53}$. Поэтому образование скоплений с $F(N) \sim \Delta N/N \sim 1$ могло произойти к настоящему времени для масс, содержащих $N = 10^{(6/5)52}$ или $10^{(6/5)53}$ частиц, т.е. массы порядка $m = 3 \cdot 10^5 - 3 \cdot 10^6 M_\odot$. По порядку величины – это масса шарового скопления.

Детальная дискуссия физических процессов при $n \sim 1$, содержащаяся в этом параграфе, по необходимости выходит за уровень наших современных знаний. Но даже при очень глубоких изменениях наших представлений не исключена справедливость формулы (38). Решение уравнения (29) во всем интервале времен безусловно существует, если начальному моменту времени $t \rightarrow 0$ или $t \rightarrow -\infty$ соответствует устойчивость (т.е. $r/m > 0$). Этому критерию удовлетворяет уравнение состояния, изображенное на кривой a рисунка ($r < 0, m < 0$), и не удовлетворяют уравнения кривых c и d . В этих двух случаях в силу условия $d\varepsilon/dn \rightarrow 0$ при $n \rightarrow n_0$ или ∞ главным членом в «упругости» r является член пространственного градиента давления dp/dn (коротковолновый член), который в обоих случаях имеет другой знак, чем $d\varepsilon/dn \propto m$. Поэтому $dp/d\varepsilon < 0$, что приводит к коротковолновой неустойчивости в начальный период времени при $t \rightarrow -\infty$. Даже если учет нелинейных членов обеспечивает конечность «начальных» возмущений (что сомнительно), несомненно амплитуда начальных возмущений получится в таких теориях слишком большой (возникнут гигантские скопления галактик). По этим причинам мы возвращаемся к графикам a и b .

Для однозначного определения $\mu(0)$ в случае графика a необходимо дополнительно потребовать

$$\dot{\mu}(0) = 0. \quad (39)$$

В этом случае

$$\mu(0) = \frac{1}{2}(rm)^{1/2}, \quad z(0) = \frac{1}{2}\sqrt{2}(rm)^{1/4}. \quad (40)$$

Однако требование стационарности волновой функции (39) для нестационарного состояния ($\bar{a} > 0$) представляется нам не вполне логичным. Поэтому, быть может, представляет интерес уравнение состояния графика b . В этом случае

$$a - a_0 \sim t^{4/3}, \quad m \sim -t^{2/3}\kappa^{-2}, \quad r \sim t^{8/3}\kappa^{-2} \quad (41)$$

(знак r определяется суммированием всех трех членов в фигурных скобках формулы (26)). Среди решений уравнения (29) выделяется решение, допускающее степенную аппроксимацию при $t \rightarrow 0$ (автомодельная неустойчивость)

$$\mu = C_0 t^{-5/3} \kappa^{-2}. \quad (42)$$

Здесь C_0 есть определенная постоянная ~ 1 , при этом $\text{Re } C_0 > 0$, $\text{Re } \mu \rightarrow \infty$, при $t \rightarrow 0$, т.е. в начальном состоянии вещество во Вселенной при таком уравнении состояния не имеет флуктуаций плотности.

Рассмотрим теперь поведение решения системы уравнений для X и Y (эквивалентной уравнению (29)) при $t \rightarrow \infty$ и при $t \rightarrow t_\alpha$ (t_α – момент обращения в нуль $m = (a/\kappa)^2 d\varepsilon/dn$).² Пусть при $t \rightarrow \infty$ $\varepsilon \rightarrow n^{4/3}$. Тогда имеем асимптотическое

²Э.Б. Глинер (работа готовится к печати) называет состояния с $d\varepsilon/dn = 0$ μ -вакуумом в связи с изотропным характером 4-тензора $T_k^i \propto \delta_k^i$.

решение

$$Y = \frac{2}{3} \left(\frac{32\pi}{3} \right)^{1/4} t^{-1/2}, \quad X = B_\infty t^{-2}. \quad (43)$$

Постоянная B_∞ может быть произвольной при соблюдении неравенства $X \ll Y$. Это асимптотическое решение описывает возрастание z по закону $z \sim t$, что соответствует результату классической (т.е. не квантовой) теории. Если постоянная B_∞ не зависит от κ , то, очевидно, мы имеем уже упоминавшийся результат (38) $\Delta N/N \sim N^{-5/6} \dot{a}^{-2}$. Вблизи точки $t = t_\alpha$ интегральная кривая проходит через особую точку типа пучка

$$Y = Y_\alpha + A_\alpha(t - t_\alpha)^2, \quad X = B_\alpha(t - t_\alpha)^2. \quad (44)$$

При $t < t_\alpha$ очевидно A_α и $B_\alpha \sim 1$, так как $X_0 \sim 1$ при $t \rightarrow 0$ в случае уравнения графика *a* или $C_0 \sim 1$ в случае уравнения графика *b*. Если возможно аналитическое продолжение решения в окрестности точки t_α , то A_α и B_α непрерывны и $B_\infty \sim 1$. Но возможность аналитического продолжения вызывает некоторые сомнения, так как при $t \rightarrow t_\alpha, z \sim 1/(t - t_\alpha)$, т.е. $z \rightarrow \infty$ (по линейной теории). Фактически вблизи точки t_α необходимо учитывать нелинейные эффекты.

Особый характер точки t_α может быть сильно ослаблен переходом к системе отсчета $t_1 = 0$. Это заставляет нас предполагать, что изменение порядка величины z в точке t_α вряд ли имеет место (хотя вполне возможно, что при $t > t_\alpha$ статистическое состояние каждого элементарного «осциллятора» z_κ описывается уже не волновой функцией (27), а оператором плотности).

§6. Космологическая гипотеза

Примем справедливость формулы (38а). В этом случае момент образования скоплений, содержащих N частиц с массой $m = NM$, определяется условием $F(N, t) = \Delta N/N \sim 1$, т.е. (с учетом $d \sim t^{-1/3} M^{1/3}$)

$$t(N) \sim N^{5/4} M [B(N)]^{-3/2} \sim 10^2 \text{ лет} \cdot \left[\frac{m}{M_\odot} \right]^{5/4} B^{-3/2}. \quad (45)$$

Очевидно, первыми образуются «первичные» звезды с массой $m \leq 0,4 M_\odot$ (при $t \sim 10^2$ лет). Из соображений подобия мы предполагаем, что доля захваченного звездами первичного газа уменьшается по степенному закону вида $[t(N_\odot)/t]^\alpha$. При правдоподобных значениях показателя α к моменту 10^9 лет останется не более нескольких процентов газа.

Как объяснить образование галактик (для которых по (45) $t(N) \sim 10^{16}$ лет)? Предлагаемый на обсуждение ответ содержит ряд гипотетических предложений.

Скопления первичных звезд, содержащие их больше некоторого критического числа, рано или поздно испытывают гравитационный коллапс Толмена – Оппенгеймера – Снайдера – Волкова (вопрос об эволюции звездных скоплений, приводящей к коллапсу, в последнее время обсуждался в связи с проблемой сверхзвезд, см., например, [4]; продолжительность эволюции уменьшается при наличии в скоплении газовой и пылевидной фазы).

Оценка показывает, что уже при $t \sim 10^6$ лет возможны коллапсы сверхзвезд с массой $500M_{\odot}$, для которых сумма времен образования по (45) и времени выгорания водорода близка к минимуму и порядка 10^6 лет. В дальнейшем происходят коллапсы более крупных скоплений вещества. По нашему предположению, которое, по-видимому, подтверждается данными наблюдений сверхзвезд, при коллапсах происходит выброс нескольких процентов вещества со скоростями струй порядка 10^3 – 10^4 км/с. (Выброс газовых облаков из *M*-82 подтверждает меньшую из этих цифр.) В результате коллапса образуется «после-коллапсовый» объект (ПК-объект), который имеет очень малые размеры и проявляется главным образом своим гравитационным полем.

Возможно, что большая часть вещества во Вселенной в настоящее время входит в ПК-объекты; оценка средней плотности вещества, учитывающая лишь галактики, при этом предположении оказывается очень заниженной и исчезает противоречие с условием $C = 0$ (именно в этой связи ряд авторов обсуждал это предложение, см., например, статью Зельдовича в [1] со ссылкой на И.Д. Новикова). Впрочем, межгалактические первичные звезды малой светимости и межгалактический газ и пыль малой плотности тоже очень трудны для наблюдений, и мы не исключаем возможность основной или существенной доли именно этих компонент.

Мы предполагаем, что процесс образования галактик начинается при $t \sim 10^9$ лет и продолжается теперь и до бесконечности, охватывая все большие массы; при этом вначале неоднородность распределения газа создается струями от коллапсов скоплений первичных звезд, а на более поздних стадиях все большую роль играют коллапсы ядер галактик и скоплений ПК-объектов. В момент $t \sim 10^9$ лет предполагаемая доля газовой составляющей около 10% ; это остатки первичного газа и газ, образованный малыми коллапсами. При $t \sim 10^9$ лет происходят коллапсы скоплений, содержащих $10^5 M_{\odot}$. Кинетическая энергия струй, выбрасываемых при таких коллапсах, по нашим предположениям может достигать 10^{53} – 10^{55} эрг; эта энергия переходит в энергию ударных волн, распространяющихся по газу. Возникают потоки газа; в областях встречи нескольких потоков плотность газа возрастает в несколько раз. В результате гравитационного сжатия этих уплотнений в дальнейшем образуются галактики (возможно – пары или группы), масса которых составляет около 1/3–1/5 массы газа. Если время образования уплотнений 10^9 лет, то образование скоплений массой 10^{44} г требует скорости 10^6 см/с, т.е. энергии 10^{56} эрг. По нашему предположению это энергия 10^1 – 10^3 коллапсов масс $10^5 M_{\odot}$, или 1– 10^2 коллапса масс $10^6 M_{\odot}$.

Уплотненные при столкновении струй газовые облака должны в большинстве случаев обладать вращательным моментом и образуют плоскую составляющую галактик. Для завершения картины мы должны принять, что после образования уплотненных областей газа некоторая малая доля ($\sim 1\%$) «уцелевших» от коллапсов шаровых скоплений первичных звезд и такая же доля ПК-объектов захватывается галактиками, образуя сферическую составляющую галактик. В соответствии с наблюдениями сферическая составляющая галактики почти не

принимает участия в галактическом вращении газа и образовавшихся из газа звезд вторичного происхождения.

Одиноким (т.е. не входящих в скопления и ядро) ПК-объектов в нашей галактике, очевидно, значительно меньше по массе, чем масса галактики – в противном случае их гравитационное поле проявилось бы в скорости галактического вращения. (Это не исключает значительного количества ПК-спутников галактики с большими полуосями.)

Незахваченные галактиками шаровые скопления не обнаружены. Быть может, это объясняется отсутствием в них характерных для галактических скоплений ярких и переменных звезд, которые, вероятно, возникают (или захватываются) при прохождении галактических скоплений через ядро галактики.

Конечно, описанная картина является очень гипотетической и должна быть дополнена, уточнена или опровергнута в результате дальнейших рассмотрений.

Автор выражает благодарность Я.Б. Зельдовичу, многочисленные обсуждения с которым привели к постановке всей проблемы в целом и обогатили работу рядом идей. Автор выражает также благодарность И.Е. Тамму и Е.М. Лифшицу за обсуждение и ценные замечания.

Поступила в редакцию
2 марта 1965 г.

Литература

- [1] В.А. Фок, УФН 80, 353 (1963). Я.Б. Зельдович, УФН 80, 357 (1963). Е.М. Лифшиц, И.М. Халатников, УФН, 80, 391 (1963).
- [2] Е.М. Лифшиц, ЖЭТФ 16, 987 (1946).
- [3] Б. Бок, П. Бок, *Млечный путь*, Физматгиз, 1959, с. 117.
- [4] Я.Б. Зельдович, И.Д. Новиков, УФН 84, 377 (1964); Я.Б. Зельдович, И.Д. Новиков, УФН, в печати.

КОММЕНТАРИИ К СТАТЬЕ 21

1. А.Д. Сахаров, автореферат (Coll, с. 61)

Начальная стадия расширения Вселенной и возникновение неоднородности распределения вещества.

Рассматривается гравитационная неустойчивость в «холодной» модели Вселенной. Результаты предыдущих работ Е.М. Лифшица и других авторов для классической неустойчивости повторены и обобщены с учетом градиента давления. Один из результатов – общая формула для возмущений, в которых можно пренебречь эффектами градиента давления (но длина волны мала по сравнению с космологическим радиусом кривизны). Полагая

$$\Delta\rho/\rho = -3a_1/a_0$$

(a_0 – невозмущенный «масштаб», a_1 – бесконечно-малые изменения «масштаба»), имеем для a_1

$$\ddot{a}_1/a_1 = \ddot{a}_0/\dot{a}_0$$

(правая часть найдена из условия, что для a_1 есть решение, соответствующее смещению a_0 во времени).

Квантовая задача исследуется с помощью автомодельного решения для гармонического осциллятора с переменными параметрами (обобщенной массой m и обобщенным коэффициентом упругости r). Волновая функция $\Psi(z, t)$, где $z \sim \Delta\rho/\rho$, ищется в виде $\Psi = \nu(t)\exp[-\mu(t)z^2]$ и для $\mu(t)$ решается обыкновенное дифференциальное уравнение

$$d\mu/dt = i(2\mu^2/m - r/2).$$

Наибольшую трудность представило приведение уравнений для возмущений к гамильтонову виду. Для этого использовано бесконечно-малое преобразование системы отсчета $t \rightarrow t + \Delta t$

$$\frac{d}{dt}(\Delta t) = -z \frac{dp}{d\epsilon}$$

(p – давление, ϵ – плотность энергии).

В настоящее время наибольшей популярностью пользуется «горячая» модель Вселенной. Однако, по нашему мнению, ряд результатов рассматриваемой работы представляет интерес и в этом случае. Но главное, совершенно не исключено, что самые ранние этапы развития Вселенной описываются все же «холодной» моделью (см., например, автореферат статьи 30).

2. А. Д. Сахаров (В-1, часть I, гл. 18, с.323, 326–329)

Моя первая космологическая работа была выполнена в 1963 – 1964 гг., ее название – «Начальная стадия расширения Вселенной и возникновение неоднородности распределения вещества».

... Строгое и полное исследование гравитационной неустойчивости применительно к космическим моделям Фридмана осуществил Евгений Михайлович Лифшиц в 1946 году. В качестве конкретного выхода своей теории Лифшиц имел в виду объяснить возникновение галактик и их скоплений. Через 10–11 лет после Лифшица некоторые его результаты более простым и наглядным способом воспроизвел Боннор...

... Теория гравитационной неустойчивости показывает, как возрастают начальные малые неоднородности плотности. Однако, для того, чтобы найти эти начальные неоднородности, нужны дополнительные физические соображения или гипотезы. Это одна из главных проблем большой космологии. В своей работе, опубликованной в 1965 году, я как раз пытался исследовать этот вопрос.

Я исходил тогда, вслед за Зельдовичем и многими другими авторами того времени, из так называемой «Холодной» модели Вселенной, согласно которой начальная температура сверхплотного вещества предполагалась равной нулю (предполагалось, что вещество нагревается потом за счет тех или иных процессов, включая ядерные реакции). Сейчас «Холодная модель», во всяком случае в ее первоначальной форме, считается безусловно не соответствующей действительности. Наиболее широко принятая модель – «Горячая», согласно которой начальное состояние характеризовалось очень высокой температурой.

Использование «Холодной» модели в значительной степени обесценило мою первую космологическую работу. Некоторый интерес представляют результаты, относящиеся к теории гравитационной неустойчивости, в том числе (в особенности) квантовой, и гипотезы об уравнении состояния вещества при сверхвысоких плотностях. Квантовый случай неустойчивости я рассмотрел с помощью точного автомодельного решения для волновой функции гармонического осциллятора с переменными параметрами: тут большие трудности представил учет эффектов давления, но я их преодолел (как – отсылаю интересующихся к моей работе, я запомнил день, когда мне удалось найти решение – 22 апреля 1964 года).

В одном из рассмотренных мною гипотетических уравнений состояния плотность энергии при стремлении плотности вещества к бесконечности стремится к постоянной величине. Т.е. в пределе плотности энергии не зависит от плотности вещества. Давление при этом отрицательно, вещество растянуто. Такое уравнение состояния приводит к расширению Вселенной по закону показательной функции. Независимо, и с большей определенностью, о том же писал в те же годы Глинер. Недавно многие авторы – в их числе первыми были сотрудники ФИАН Д.А. Киржниц и А.Д. Линде – пришли к выводу, что подобная ситуация может возникнуть в современных теориях элементарных частиц с нарушением внутренней симметрии вакуума. В этих теориях предполагается, что вакуум может существовать в нескольких состояниях, из которых только одно («истинный» вакуум) обладает равной нулю (или очень малой по абсолютной величине) плотностью энергии. В остальных состояниях («ложный» вакуум) плотность энергии отлична от нуля и колоссальна по абсолютной величине. Алан Гут сделал следующий шаг, применив эти соображения к реальным космологическим проблемам. «Молодая» Вселенная в состоянии ложного вакуума расширяется по закону показательной функции, ее размеры увеличиваются в колоссальное число раз. Чтоб отличить этот случай от умеренного расширения на более поздних стадиях эволюции Вселенной, говорят о «раздувании». В настоящее время теория «раздувающейся» Вселенной является наиболее популярной в ранней космологии, ее развивают теоретики всего мира. Очень активно и успешно в этой области работает Линде. Из других советских астрофизиков я особо должен упомянуть А.А. Старобинского, который стоял у истоков некоторых альтернативных (впоследствии влившихся в общее русло) идей. Гипотеза «раздувания» естественно объясняет многие астрофизические факты (отсутствие наблюдаемых изолированных магнитных полюсов – «монополь», почти «плоская» геометрия Вселенной и др.). Впрочем, не исключено, что будут найдены альтернативные объяснения. Неясен основной вопрос о природе поля, вызывающего раздувание. Возможно, что разные состояния вакуума тут ни при чем – просто мы живем в такой области Вселенной, где с самого начала присутствовало поле, обладающее отрицательным давлением, и поэтому в нашей области Вселенной произошло раздувание. Существование подобных полей предполагается в некоторых современных теориях. В целом ситуация тут далека от ясности. Гипотеза раздувающейся Вселенной безусловно должна быть отвергнута, если обнаружится, что геометрия Вселенной далека от плоской (евклидовой).

Главное значение работы 1965 года для меня – я вновь уверовал в свои силы физика-теоретика. Это был некий психологический «разбег», сделавший возможными мои последующие работы тех лет.

3. В.Ф. Муханов

Данная работа весьма характерна для научного стиля А. Д. Сахарова. Как и последующие его работы, она значительно (по времени) опередила развитие науки в данной области. Фактически в ней были заложены основы нового направления в космологии – теории происхождения начального спектра возмущений для образования галактик и их скоплений.

Как полагает большинство исследователей, галактики образовались в результате нарастания из-за гравитационной неустойчивости малых начальных неоднородностей, присутствовавших в ранней Вселенной «... чтобы найти эти начальные неоднородности, нужны дополнительные физические соображения или гипотезы. Это одна из главных проблем большой космологии» (см. комментарий 2).

А.Д. Сахаров предположил, что в качестве таких затравочных возмущений можно использовать квантовые начальные неоднородности распределения энергии, которые с необходимостью должны присутствовать в ранней Вселенной в силу квантово-механического соотношения неопределенностей. Далее, наметив основные принципы общей теории кван-

товых космологических возмущений, он попытался в применении к конкретной холодной модели Вселенной (используя отчасти интуитивные аргументы) рассчитать амплитуду возникающих возмущений. Поскольку в то время, когда была сделана эта работа, еще не были развиты ни методы квантования обычных физических полей во внешнем гравитационном поле, ни теория классических калибровочно-инвариантных космологических возмущений, полная последовательная теория не была построена. Использование конкретной холодной модели эволюции Вселенной также отчасти обесценило конкретные расчеты, что отмечает и сам А.Д. Сахаров в «Воспоминаниях». Тем не менее, основные идеи, лежащие в основе данной работы А.Д. Сахарова, нашли воплощение в последовательной теории квантовых космологических возмущений, развитой почти двадцать лет спустя (см. обзор V.F. Mukhanov, R. Brandenberger and H. Feldman, Phys. Rep. 1991).

Так, в наиболее популярных в настоящее время инфляционных сценариях эволюции Вселенной в качестве затравочных возмущений рассматриваются вакуумные квантовые флуктуации метрики. Отметим также, что в этих сценариях начальное состояние Вселенной отвечает вакуумному уравнению состояния (которое может в определенном смысле рассматриваться как описывающее «холодное вещество»). В качестве одной из возможностей такое уравнение состояния было рассмотрено и в работе А.Д. Сахарова, хотя основные расчеты произведены не для этого случая. Из-за специфики вакуума (как «холодного вещества») результаты комментируемой работы непосредственно не применимы для рассмотрения флуктуаций в данном случае.

4. Г.В. Чибисов

Эта работа А.Д. Сахарова замечательна тем, что в ней впервые высказано предположение о происхождении догалактических неоднородностей из квантовых флуктуаций. Будучи выполненной более четверти века назад, работа, естественно, основывалась на существовавших тогда космологических представлениях. В частности, А.Д. Сахаровым привлечена гипотеза о холодном барионном первичном веществе, высказанная Я. Б. Зельдовичем. Обращение к этой гипотезе сыграло двойную роль. С одной стороны, она, по всей видимости, стимулировала рассмотрение нулевых колебаний как источника догалактических неоднородностей. С другой стороны, из-за того, что эта гипотеза впоследствии не оправдалась, данная работа А.Д. Сахарова редко цитируется в современной литературе.

В настоящее время большинство космологов убеждено в том, что догалактические неоднородности произошли именно из квантовых нулевых колебаний, но не холодного барионного вещества, а, например, скалярных полей, являющихся существенным компонентом современных моделей теории великого объединения (см. книгу А.Д. Линде «Физика элементарных частиц и инфляционная космология», М., Наука, 1990). Эти поля обуславливают стадию раздувания (инфляции), в ходе которой возникает масштабно-инвариантный (в отличие от результата работы А.Д. Сахарова) спектр догалактических неоднородностей [В.Ф. Муханов, Г.В. Чибисов, Письма ЖЭТФ **33**, вып.10, 549 (1981); ЖЭТФ **83**, вып.2, 475 (1982)]. Указанные достижения являются частью самосогласованной картины мира, в которой естественным образом получают разрешение многие «извечные» космологические проблемы, такие как проблема горизонта, однородности, плоскостности и т. д. (см. цитированную выше книгу А.Д. Линде). Наконец, упомянем о высказанной недавно возможности наблюдательной проверки этих представлений [Г.В. Чибисов, Ю.В. Штанов, ЖЭТФ **96**, вып.1(7), 32 (1989)].

22. О МАКСИМАЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ *

Американскими исследователями недавно обнаружено космическое радиоизлучение с эффективной температурой 3,5 К при длине волны 7,3 см [1]. Если подтвердится предполагаемый тепловой характер этого излучения (максимум при 0,1 см), то естественней всего интерпретировать это излучение как остаточное фотонное поле, сохранившееся от начального сингулярного состояния расширяющейся Вселенной, которое в этом случае следует предполагать обладающим бесконечной плотностью энтропии («горячая» модель расширяющейся Вселенной; наряду с фотонным полем в этой модели следует предполагать также наличие остаточного гравитонного газа и газа из пар двух сортов нейтрино с приблизительно такой же средней энергией и нетепловым спектром).

В связи с этими гипотезами представляет интерес рассмотрение свойств горячего вещества при очень больших плотностях, в том числе и при таких, при которых существенно гравитационное взаимодействие фотонов (число фотонов в единице объема порядка гравитационной единицы $n_0 = c^3/2\hbar^3 G^{-3/2} = 2,4 \cdot 10^{+98} \text{ см}^{-3}$, сравни с работой автора [2], где рассматривается холодное вещество).

Обозначим плотность энергии ε . Полная энергия сферы радиуса R , выделенной в изотропном пространстве, содержит члены, пропорциональные разным степеням R

$$E = \frac{4\pi}{5} R^3 \dot{R}^2 \varepsilon - \frac{32\pi^2 G R^5}{15} \varepsilon^2 + \frac{4\pi}{3} \varepsilon R^3$$

(принято $c = 1$).

Первые два члена $\sim R^5$ (их сумма обращается в 0 для плоского пространства). Для нахождения величины ε необходимо выделить те члены в гравитационном взаимодействии частиц, которые пропорциональны объему (корреляционное и обменное взаимодействия). Пренебрегая для простоты всеми эффектами образования барионных и лептонных пар, имеем в рамках гравитационной теории возмущений следующее разложение в ряд по степеням

$$\left(\frac{n}{n_0}\right)^{2/3} = G\hbar^{-1} c^{-1} n^{2/3}$$

(ниже положено $\hbar = c = 1$; $n_0 = G^{-3/2}$):

$$\varepsilon = An^{4/3} - B Gn^2 - CG^2 n^{8/3}. \quad (1)$$

Первый член – степен-Больцмановское выражение; второй – обменная поправка, она уменьшает энергию для притягивающихся бозонов. Следующие

* Письма в ЖЭТФ 3, 439–441 (1966).

члены – корреляционная поправка, она уменьшает энергию в силу вариационного принципа (и для бозонов и для фермионов). Коэффициенты $A, B, C \sim 1$ и > 0 .

При n порядка n_0 и больше теория возмущений неприменима, но несомненно энергия, приходящаяся на один фотон, ε/n , не может быть меньше по порядку величины, чем энергия гравитационного взаимодействия двух «соседних» фотонов с энергией ε/n :

$$\frac{\varepsilon}{n} \gtrsim G \left(\frac{\varepsilon}{n} \right)^2 n^{1/3},$$

т.е.

$$\varepsilon \lesssim n^{2/3} n_0^{2/3}. \quad (2)$$

Таким образом, при высоких плотностях фотонного газа возрастание ε по закону $n^{4/3}$ сменяется более медленным возрастанием по закону $n^{2/3}$, и производная $d\varepsilon/dn$ достигает в некоторой точке $n \sim n_0$ максимума, а затем убывает (неравенство (2) не исключает также убывания и самой величины ε ; этот важный для космологии вопрос более сложен для выяснения, чем вопрос о производной $d\varepsilon/dn$).

При пренебрежении взаимодействием фотонов $n = 0,244T^3$, плотность энтропии $S = 0,874T^3$ (температура T в см^{-1}), т.е. $S = 3,58n$. Эта пропорциональность S и n сохраняется и при наличии взаимодействия фотонов, так как полное число фотонов есть адиабатический инвариант сжатия и, следовательно, плотность фотонов и плотность энтропии при адиабатическом сжатии обратно пропорциональны удельному объему.

Согласно термодинамике температура $T = \left. \frac{\partial \varepsilon}{\partial S} \right|_V$, т.е. (для теплового излучения) $T = \frac{1}{3,58} \frac{d\varepsilon}{dn}$ и достигает максимума $T_{\text{макс}}$ порядка гравитационной единицы T_0 при n порядка n_0 .

$$T_0 = k^{-1} c^5 / 2\hbar^{1/2} G^{-1/2} = 1,42 \cdot 10^{32} \text{град.}$$

$T_{\text{макс}}$ порядка T_0 следует рассматривать как абсолютный максимум температуры для любого вещества, находящегося в равновесии с излучением.

Приведенное рассуждение, конечно, может оказаться несостоятельным при необходимости пересмотра основных принципов или основных представлений физики при $n \sim n_0$

Поступила в редакцию
1 апреля 1966 г.

Литература

- [1] А.А. Penzias and R.W. Wilson, *Astrophys. J.* **142**, 419 (1965).
[2] А.Д. Сахаров, *ЖЭТФ* **49**, 345 (1965).

КОММЕНТАРИИ К СТАТЬЕ 22

1. Д.А. Киржниц

Работа представляет собой реакцию на открытие микроволнового реликтового излучения, подтвердившее правильность «горячей» модели Вселенной. Основным выводом работы служит утверждение, что учет гравитационного взаимодействия фотонов ограничивает сверху температуру теплового излучения (а значит, и любого вещества, находящегося с ним в равновесии) величиной $T_{\max} \approx T_0$. Нетривиальность рассмотрения самогравитирующей протяженной системы состоит в ее принципиальной неравновесности (в механическом смысле): дальнедействующий характер сил тяготения при отсутствии их экранировки (антигравитации) ведет к появлению в энергии членов, растущих быстрее объема системы. Только исключив такие члены, отвечающие самосогласованной части гравитационного взаимодействия, можно придти к разумному определению плотности энергии ϵ .

Из результатов работы следует существование и верхней границы ускорения a (см. [1]): ускоренный наблюдатель регистрирует в вакууме тепловое излучение с температурой $T \sim a$ (эффект Унру). Должна существовать также нижняя граница радиуса сгорающей черной дыры [2]. Однако близость максимальной температуры к величине планковского масштаба требует осторожности в оценке перечисленных выше результатов, что хорошо понимал и сам автор работы (см. последнюю фразу). Острота этого вопроса особенно усилилась в последнее время в связи с бурным прогрессом теории фундаментальных взаимодействий, который привел к радикальному пересмотру физических представлений в области планковских масштабов.

Вместе с тем, в рамках популярного сейчас инфляционного сценария эволюции Вселенной (см. [3]) вывод о существовании максимальной температуры неизбежен: для вещества, уравнение состояния которого ведет к инфляции, происходит усиление неравенства (2) работы (в вакуумоподобном состоянии ϵ вообще не зависит от n). Однако механизм появления T_{\max} здесь иной (по мере уменьшения плотности возникает эпоха разогрева, сменяющаяся эпохой остывания), а сама величина $T_{\max} \ll T_0$. Сахаровский механизм с $T_{\max} \ll T_0$ мог бы реализоваться в принципе при учете негравитационного взаимодействия фотонов, но это кажется весьма маловероятным.

В другой связи (на основе предположения об экспоненциальном росте плотности адронных состояний с энергией) вопрос о максимальной температуре порядка сотни МэВ обсуждался в физике сильного взаимодействия [4]. Однако сегодня ясно, что такая температура играет роль не предельной, а лишь характерной температуры адронной системы.

Литература

- [1] E.R. Caianiello and G. Landi, *Lett. Nuovo Cim.* **92**, 70 (1985).
- [2] И.Д. Новиков, В.П. Фролов, *Физика черных дыр*. М., Наука, 1986.
- [3] А.Д. Линде, *Элементарные частицы и инфляционная космология*. М., Наука, 1990.
- [4] R. Hagedorn, *Supp. Nuovo Cim.*, **3**, 147 (1965).

23. НАРУШЕНИЕ CP -ИНВАРИАНТНОСТИ, C -АСИММЕТРИЯ И БАРИОННАЯ АСИММЕТРИЯ ВСЕЛЕННОЙ*

Теория расширяющейся Вселенной, предполагающая сверхплотное начальное состояние вещества, по-видимому, исключает возможность макроскопического разделения вещества и антивещества; поэтому следует принять, что в природе отсутствуют тела из антивещества, т.е. Вселенная асимметрична в отношении числа частиц и античастиц (C -асимметрия). В частности, отсутствие антибарионов и предполагаемое отсутствие неизвестных барионных нейтрино означает отличие от нуля барионного заряда (барионная асимметрия). Мы хотим указать на возможное объяснение C -асимметрии в горячей модели расширяющейся Вселенной (см.[1]) с привлечением эффектов нарушения CP -инвариантности (см.[2]). Для объяснения барионной асимметрии дополнительно предполагаем приближенный характер закона сохранения барионов.

Принимаем, что законы сохранения барионов и мюонов не являются абсолютными и должны быть объединены в закон сохранения «комбинированного» барион-мюонного заряда $n_K = 3n_B - n_\mu$. Положено:

Антимюоны μ_+ и $\bar{\nu}_\mu = \bar{\mu}_0$: $n_\mu = -1$, $n_K = +1$

Мюоны μ_- и $\nu_\mu = \mu_0$: $n_\mu = +1$, $n_K = -1$

Барионы P и \bar{N} : $n_B = +1$, $n_K = +3$

Антибарионы \bar{P} и N : $n_B = -1$, $n_K = -3$

Такая форма записи связана с представлением о кварках; кваркам p , n , λ приписываем $n_K = +1$, антикваркам $n_K = -1$. Теория предполагает пренебрежимую роль процессов нарушения n_B и n_μ в лабораторных условиях и очень существенную на ранней стадии расширения Вселенной.

Вселенную считаем нейтральной по сохраняющимся зарядам – лептонному, электрическому и комбинированному, но C -асимметричной в данный момент ее развития (положительный лептонный заряд сосредоточен в электронах, а отрицательный лептонный заряд – в избытке антинейтрино над нейтрино; положительный электрический заряд сосредоточен в протонах, а отрицательный – в электронах; положительный комбинированный заряд сосредоточен в барионах, а отрицательный – в избытке μ -нейтрино над μ -антинейтрино).

Возникновение C -асимметрии по нашей гипотезе является следствием нарушения CP -инвариантности при нестационарных процессах расширения горячей Вселенной на сверхплотной стадии, которое проявляется в эффекте различия парциальных вероятностей зарядово-сопряженных реакций. Этот эффект еще не наблюдался на опыте, но его существование представляется теоретически несомненным (первый конкретный пример – распад Σ_+ и $\bar{\Sigma}_+$ – был указан С. Окубо еще в 1958 г.) и он должен, по нашему мнению, иметь важное космологическое значение.

*Письма в ЖЭТФ 5 (1), 32–35 (1967).

Мы относим возникновение асимметрии к ранним стадиям расширения, которым соответствует плотность частиц, энергии и энтропии, постоянная Хаббла и температура порядка единицы в гравитационных единицах (плотность частиц $n \sim 10^{98} \text{ см}^{-3}$, плотность энергии $\varepsilon \sim 10^{114} \text{ эрг/см}^3$ в обычных единицах).

М.А. Марков (см.[3]) предположил существование на ранней стадии частиц с максимальной массой порядка единицы в гравитационных единицах ($M_0 = 2 \cdot 10^{-5} \text{ г}$ в обычных единицах), назвав их максимонами. Наличие таких частиц неизбежно приведет к сильным нарушениям термодинамического равновесия. Мы можем наглядно представить себе, что нейтральные бесспиновые максимоны (или фононы) образуются при $t < 0$ из сжимающегося вещества с избытком антикварков, в момент бесконечной плотности $t = 0$ проходят «друг-через-друга» и при $t > 0$ распадаются с избытком кварков, реализуя полную *CPT*-симметрию Вселенной. Все явления при $t < 0$ в этой гипотезе предполагаются *CPT*-отражениями явлений при $t > 0$. Заметим, что в холодной модели невозможно *CPT*-отражение, кинематически возможно лишь *T*- и *TP*-отражения. *TP*-отражение рассматривалось Милном, *T*-отражение – автором; по современным представлениям такие отражения невозможны динамически из-за нарушения *TP*- и *T*-инвариантности.

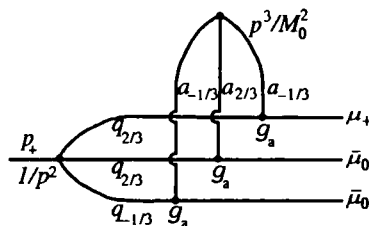
Мы считаем максимоны квазичастицами с явной зависимостью энергии ε/n , приходящейся на одну частицу, от средней плотности частиц n . Если принять $\varepsilon/n \sim n^{-1/3}$, то ε/n пропорциональна энергии взаимодействия двух «соседних» максимонов $(\varepsilon/n)^2 n^{1/3}$ (ср. с рассуждениями в [4]). При этом $\varepsilon \sim n^{2/3}$ и $R_0^0 \sim (\varepsilon + 3p) = 0$, т.е. среднее расстояние между максимонами $n^{-1/3} \sim t$. Такая динамика хорошо согласуется с представлением о *CPT*-отражении в точке $t = 0$.

В настоящее время мы не можем дать теоретическую оценку величины *C*-асимметрии, составляющей, по-видимому, (для нейтрино) около $\frac{\bar{\nu}-\nu}{\bar{\nu}+\nu} \sim 10^{-8}-10^{-10}$.

Сильное нарушение барионного заряда на сверхплотной стадии и факт практической стабильности барионов не противоречат одно другому. Рассмотрим конкретную модель. Введем взаимодействие двух типов.

1. Взаимодействие тока превращения кварка в мюон с полем векторного бозона a_{μ} , которому приписываем дробный электрический заряд $a = \pm 1/3, \pm 2/3, \pm 4/3$ и массу $m_a \sim (10-10^3) m_p$. Это взаимодействие вызывает реакции $q \rightarrow a + \bar{\mu}$, $q + \mu \rightarrow a$ и т.п. Взаимодействие первого типа сохраняет дробную часть электрического заряда и поэтому фактически число кварков минус число антикварков ($= 3n_B$) сохраняется в процессах, включающих *a*-бозон лишь виртуально.

Постоянная этого взаимодействия нами оценивается как $g_a = 137^{-3/2}$ из следующих соображений. Векторное взаимодействие *a*-бозона с μ -нейтрино приведет к наличию у последнего некоторой массы покоя. В работе [5] содержится верхняя оценка массы μ_0 , основанная на космологических соображениях. Если принять плоскую космологическую модель Вселенной и считать, что большая часть ее плотности $\rho \sim 1,2 \cdot 10^{-29} \text{ г/см}^3$ должна быть приписана μ_0 , то масса покоя μ_0 оказывается близкой к 30 эВ. Приведенное значение g_a следует тогда из



гипотетической формулы

$$\frac{m_{\mu_0}}{m_e} = \frac{g_a^2}{e^2} \sim (137)^{-2}.$$

Заметим, что наличие во Вселенной большого числа μ_0 с конечной массой покоя должно привести к ряду очень важных космологических следствий.

2. Барийонный заряд нарушается, если взаимодействие, описанное в п.1, дополнить трехбозонным взаимодействием, приводящим к виртуальным процессам вида $a_{\alpha_1} + a_{\alpha_2} + a_{\alpha_3} \rightleftharpoons 0$. По совету Б.Л. Иоффе, И.Ю. Кобзарева, Л.Б. Окуня лагранжиан этого взаимодействия принят зависящим от производных а-поля, например, по формуле

$$L_2 = g_2 \left(\sum_a f_k^i f_j^k f_i^j + \text{э.с.} \right), \quad f_{ik} = \text{Rot } a_i.$$

Поскольку L_2 исчезает при совпадении двух тензоров, в этой конкретной форме теории следует предполагать наличие нескольких типов а-полей. Полагая $g_2 = 1/M_0^2$, $M_0 = 2 \cdot 10^{-5}$ г, имеем сильное взаимодействие при $n \sim 10^{98} \text{ см}^{-3}$ и очень слабое в лабораторных условиях. На рисунке изображена диаграмма распада протона, включающая три вершины первого типа, одну вершину второго и вершину распада протона на кварки, которую считаем содержащей фактор $1/p_q^2$ (происходящий, например, от пропагатора бозона «дикварка», связывающего кварки в барионе).

Обрезая логарифмическую расходимость при $p_q = M_0$, находим вероятность распада

$$\omega \sim m_p^5 g_a^6 [\ln(M_0/m_a)]^2 / M_0^4.$$

Время жизни протона оказывается очень большим (более 10^{50} лет), хотя и конечным.

Автор выражает благодарность за обсуждение и советы Я.Б. Зельдовичу, Б.Я. Зельдовичу, Б.Л. Иоффе, И.Ю. Кобзареву, Л.Б. Окуню и И.Е. Тамму.

Поступила в редакцию
23 сентября 1966 г.

Литература

- [1] Я.Б. Зельдович, УФН **89**, 647 (1966) – обзор.
- [2] Л.Б. Окунь, УФН **89**, 603 (1966) – обзор.
- [3] М.А. Марков, ЖЭТФ **51**, 878 (1966).
- [4] А.Д. Сахаров, Письма ЖЭТФ **3**, 439 (1966).
- [5] Я.Б. Зельдович, С.С. Герштейн, Письма ЖЭТФ **4**, 174 (1966).

24. КВАРК-МЮОННЫЕ ТОКИ И НАРУШЕНИЕ CP-ИНВАРИАНТНОСТИ *

В [1] из космологических соображений постулировано существование кварк-мюонных токов с постоянной взаимодействия g_a с дробно-заряженным векторным полем a_{ia} порядка $137^{-3/2}$. В этой заметке мы рассмотрим гипотезу, приписывающую нарушение CP-инвариантности в K_{0L} -распаде (см.[2]) отличию фаз постоянных $g_a e^{i\Phi}$ для обычных и странных кварков.

Лагранжианы взаимодействия примем с максимальным отличием фаз для

$$L = \sum_{a,q,\mu} g_a \left[(\bar{\Psi}_{-q} a_{ia} \gamma^i \Psi_\mu) + \text{э.с.} \right], \quad L = i \sum_{a,\mu} g_{a\lambda} \left[(\bar{\Psi}_{-\lambda} a_{ia} \gamma^i \Psi_\mu) - \text{э.с.} \right], \quad (1)$$

$$a + q + \mu = a + \lambda + \mu = 0;$$

обычных и странных кварков¹ и с сохранением P-четности: a, q, λ, μ – индексы электрического заряда, принимающие значения $q = -1/3, +2/3$; $\lambda = -1/3$; $\mu = -1, 0$; $a = -2/3, +1/3, +4/3$.

Вообще говоря, постоянная g_a может зависеть от индекса a , но мы не будем рассматривать этих вариантов.

На рис.1 изображены основные диаграммы превращения $K_0 = \bar{\lambda} n$ в $\bar{K}_0 = \lambda \bar{n}$. Матричный элемент перехода $V_{12} = (K_0 | V | \bar{K}_0)$ – комплексный:

$$V_{12} \sim 2g_w^2 g_{w\lambda}^2 + i g_w g_{w\lambda} g_a g_{a\lambda};$$

g_w – постоянная взаимодействия слабого тока с W-бозоном.

$$\frac{4\pi g_w^2}{m_w^2} = \frac{G}{\sqrt{2}} = \frac{10^{-5}}{\sqrt{2} m_p^2},$$

где m_w – масса W-бозона. В выражении для V_{12} мы пренебрегли возможным

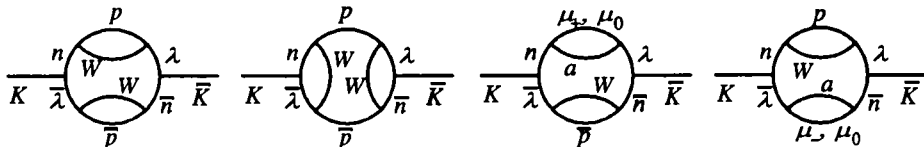


Рис. 1

* Письма в ЖЭТФ 5, 36–39 (1967).

¹ Эквивалентная форма теории – введение комплексных фаз в выражение для слабого тока

$$j_w = \bar{e} O \nu + \bar{\mu} O \mu_0 e^{i\Phi_1} + \bar{n} O p e^{i\Phi_2} + \frac{g_w \lambda}{g_w} \bar{\lambda} O p e^{i\Phi_3} \dots, \quad \Phi_1 - \Phi_2 = \pi/2. \quad (2)$$

отличием масс m_a и m_w , входящих в расходящиеся выражения. Собственные функции массового оператора пропорциональны

$$K_0 V_{12}^{1/2} \pm \bar{K}_0 V_{21}^{1/2},$$

в частности

$$K_L = \cos \nu \cdot K_2 + i \sin \nu \cdot K_1,$$

где

$$\nu = \frac{1}{2} \frac{\text{Im} V_{12}}{\text{Re} V_{12}} = \frac{1}{4} \frac{g_a g_{a\lambda}}{g_w g_{w\lambda}}.$$

Отличие K_L от K_2 целиком определяет амплитуду распада $K_L \rightarrow \pi_+ \pi_-$, поскольку «прямой» распад $K_2 \rightarrow \pi_+ \pi_-$ запрещен сохранением P -четности в a -взаимодействии. Поэтому

$$\nu = \left| \frac{A(K_L \rightarrow \pi_+ \pi_-)}{A(K_s \rightarrow \pi_+ \pi_-)} \right| = 2 \cdot 10^{-3}.$$

Используя значение $g_a^2 = (137)^{-3}$ из [1], находим $g_w^2 = (137)^{-2}$ и

$$m_w \sim 10 m_p \sim 137(m_\pi/2) = 137^2 m_e.$$

Величина m_a остается неизвестной.

$q\mu$ -токи, а также возможные в принципе кварк-электронные токи должны изменять отношение выходов двух каналов распада π_\pm - мезона

$$R = \left| \frac{A(\pi_+ \rightarrow e + \nu)}{A(\pi_+ \rightarrow \mu + \mu_0)} \right|^2.$$

Экспериментальное значение $R = (1,24 \pm 0,03) \cdot 10^{-4}$ (см. [3]) в пределах точности измерений совпадает как с теоретическим значением R_w , даваемым $V-A$ -теорией с электромагнитными поправками (см. [4]), так и с возможным значением R_{w+a} , измененным благодаря наличию $q\mu$ -токов $[(R_{w+a} - R_w)/R_w] \pm 1\%(m_w^2/m_a^2)$. Использована формула

$$R_w = \left(\frac{m_e}{m_\mu} \right)^2 \left(\frac{m_\pi^2 - m_e^2}{m_\pi^2 - m_\mu^2} \right)^2 \frac{f_e^2}{f_\mu^2} = 1,21 \cdot 10^{-4}.$$

f учитывает электромагнитную поправку в нерелятивистском приближении, как эффект притяжения заряженных частиц в нейтральном канале, зависящий от их относительной скорости v :

$$f = \left| \frac{\Psi(0)}{\Psi(\infty)} \right| = \left[\frac{2\pi e^2}{v[1 - \exp(-2\pi e^2/v)]} \right]^{1/2}, \quad \frac{f_e^2}{f_\mu^2} = 0,945.$$

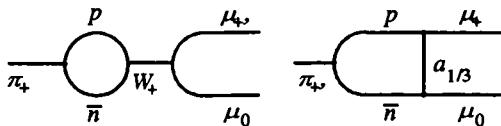


Рис. 2.

Обусловленное $q\mu$ -токами изменение амплитуды рассеяния составляет

$$A_a = -A_w \frac{g_a^2}{2g_w^2} \frac{m_w^2}{m_a^2} \frac{m_\pi}{m_\mu} e^{i\Phi}$$

(см. рис.2). Неопределенность в фазе здесь отражает неопределенность относительных фаз в выражении для слабого тока (2). Полагая $\Phi_1 = \Phi_2$, находим

$$R_{w+a} = R_w \left(1 - \frac{2m_\pi m_w^2}{m_\mu m_a^2} \nu \right)^{-2}.$$

Заметим, что кварк-электронные токи сравнимой величины (при $m_a \sim m_w$ и $\Phi_2 \neq \pi/2$) изменили бы величину R на десятки процентов, что полностью исключено экспериментом.

В случае распада K_\pm аналогичный эффект изменения отношения выходов двух каналов очень мал ($\sim \nu^2$) при совпадающих фазах Φ из-за мнимости a -амплитуды. Эффект порядка $\nu(m_w^2/m_a^2)$ (т.е. $\sim 1 - 0,1\%$) следует ожидать в выражении для вероятности K -захвата μ_- в водороде и He^3 , в эффектах поперечной поляризации в трехчастичном распаде K_L .

Особо интересны эффекты нарушения C -симметрии парциальных вероятностей в распадах с сохранением P -четности и изменением странности, например, отличие от единицы отношений парциальных вероятностей

$$\frac{K_+ \rightarrow \pi_+ + \pi_+ + \pi_-}{K_- \rightarrow \pi_- + \pi_- + \pi_+}, \quad \frac{\Sigma_+ \rightarrow N + \pi_+}{\bar{\Sigma}_- \rightarrow \bar{N} + \pi_-}$$

(эффект С. Окубо). Эти эффекты тоже порядка $\nu(m_w^2/m_a^2)$, но так как они зависят от разности фаз $\Phi_1 \sim (A_a/A_w)$ для различных значений изоспина I и от фаз сильного взаимодействия, численное их значение должно быть существенно меньше $0,1\%$.

Как указал при обсуждении Л.Б. Окунь, для проверки теории интересны процессы с образованием пар заряженных мезонов, например $K_+ \rightarrow \pi_+ + \mu_+ + \mu_-$ (относительный выход $\sim \nu^2$). Процессы $K_L \rightarrow \mu_+ + \mu_-$ и $K_L \rightarrow \mu_+ + \mu_- + \pi_0$ сильно запрещены, но возможны процессы $K_L \rightarrow \mu_+ + \mu_- + \gamma$, $\Sigma_+ \rightarrow P_+ + \mu_+ + \mu_-$ (все эти процессы $\sim \nu^2$).

Автор пользуется случаем выразить благодарность Л.Б. Окуню за обсуждение и советы.

Недавние сообщения (препринты группы Stonin'a и группы CERN) о распаде $K_L \rightarrow 2\pi_0$ с нарушением $|\Delta T| = 1/2$ не могут быть объяснены в рамках нашей гипотезы.

Поступила в редакцию
23 сентября 1966 г.

Литература

- [1] А.Д. Сахаров, Письма ЖЭТФ 5 36 (1967).
- [2] Л.Б. Окунь, УФН 89, 603 (1966).
- [3] А. Розенфельд и др., УФН 89, 715 (1966) – обзор.
- [4] M. Ruderman and R. Finkelstein, Phys. Rev. 76, 1458 (1949); S.M. Berman, Phys. Rev. Lett. 1, 463 (1958); T. Kinoshita, Phys. Rev. Lett. 2, 477 (1959).

25. АНТИКВАРКИ ВО ВСЕЛЕННОЙ *

Посвящается моей жене

Цель этой работы – обратить внимание на возможное существование в природе (в космосе и на Земле), в предположении барионно-нейтральной зарядово-несимметричной Вселенной, гипотетических частиц со следующими свойствами.

1. Частица обладает барионным зарядом $n_b = -1/3$, т.е. является антикварком. Частица стабильна.
2. Средняя космическая концентрация антикварков во Вселенной в 3 раза больше средней космической плотности нуклонов (барионная нейтральность Вселенной при зарядовой асимметрии, выражающейся в отсутствии антинуклонов и кварков).
3. Масса антикварка в 10–15 раз больше массы протона.
4. Стабильные антикварки предполагаются электрически-нейтральными. Таким образом, мы принимаем кварковую модель с целочисленными зарядами кварков. Мы предполагаем также, что антикварк не образует с нуклонами связанного состояния (дикварка) и поэтому не захватывается ядрами. Эти два предположения устраняют явные противоречия с экспериментом, которые в противном случае возникли бы.
5. Антикварк является адроном. Его сечение рассеяния на ядрах – порядка $10^{-24} - 10^{-26}$.

*Сб. *Проблемы теоретической физики*. М.: Наука, 1969, с.35–44; Сообщения ОИЯИ P2-4267, Дубна, 1969. (Статья посвящена К.А. Вихиревой, 1919–1969. –Прим. ред.)

Оценка массы антикварка $m = 10-15m_p$ основана на следующих предположениях. Средняя плотность вещества во Вселенной предполагается «критической», т.е. связанной с постоянной Хаббла H соотношением

$$\rho_{\text{крит}} = \frac{3H^2}{8\pi G} = 2 \cdot 10^{-29} \text{ г/см}^3,$$

где G – гравитационная постоянная. Из этого соотношения, как известно (см., например, [1]), следует равная нулю пространственная кривизна Вселенной и критическая асимптотика расширения (a – «масштаб»).

$$\begin{aligned} \dot{a} &\rightarrow 0 \\ a &\rightarrow \infty. \end{aligned} \quad \text{при } t \rightarrow \infty$$

Большую часть плотности вещества отождествляем с плотностью распределенных в межгалактическом пространстве антикварков, а большую часть плотности нуклонов – со средней космической плотностью вещества, сосредоточенного в галактиках. По оценке Оорта, последняя величина $\rho_{\text{Гал}} = 5 \cdot 10^{-31} \text{ г/см}^3$. Учитывая предположенное нами соотношение числа антикварков и числа нуклонов 3:1, имеем отношение масс антикварка и протона

$$\frac{m}{m_p} = \frac{\rho_{\text{крит}}}{3\rho_{\text{Гал}}} \approx 13.$$

В этой работе существование частиц с указанными свойствами связывается с гипотезой о космологической CPT -симметрии Вселенной [2] и с трехтриплетной моделью кварков¹ [3–11]. Экспериментальные поиски подобных частиц представляются оправданными, поскольку их существование не противоречит имеющимся экспериментальным фактам.

§1. Барийонная асимметрия Вселенной

Квантовая теория поля принимает CPT -инвариантность уравнений. Вместе с тем в окружающем нас мире отсутствуют макроскопические количества антинуклонов и позитронов, что ставит нас перед явной загадкой. В настоящее время возможны различные точки зрения на эту проблему (по меньшей мере три).

А. Барийонной асимметрии в космическом масштабе нет – 50% галактик состоят из антивещества с отрицательным барийонным зарядом (изложение этой точки зрения см. в [12]).

Б. Барийонный заряд есть строго сохраняющаяся и в среднем по Вселенной определенно-положительная величина. Эта точка зрения принята, в частности, авторами [1]. Согласно этой концепции, в начальный момент расширения горячей Вселенной при температурах много больших (в единицах $\hbar = c = k = 1$), чем масса

¹Одним из родоначальников трехтриплетной модели кварков, играющей существенную роль в изложенных гипотезах, является Николай Николаевич Боголюбов.

протона, имел место малый относительный «начальный» избыток числа барионов над числом антибарионов

$$\frac{N_0 - \bar{N}_0}{N_0 + \bar{N}_0} \sim 10^{-9} - 10^{-8},$$

который сохранился после аннигиляции, так что стало

$$N_1 = N_0 - \bar{N}_0; \quad \bar{N}_1 = 0.$$

Открытое в 1964 г. нарушение CP -инвариантности при распаде K_{02} -мезона лежит в основе третьей гипотезы, выдвинутой в работе [2].

Еще в 1958 г. С. Окубо указал, что из нарушения CP -инвариантности должно следовать в принципе различие парциальных вероятностей зарядово-сопряженных реакций (он привел пример соотношения двух каналов распада Σ_+ и соответствующей античастицы; одновременно он отметил, что из CPT -инвариантности следует точная зарядовая симметрия масс и полных вероятностей распадов). В настоящее время известны конкретные экспериментальные примеры зарядовой асимметрии парциальных вероятностей. В силу этого «эффекта Окубо» в нестационарных условиях расширяющейся Вселенной зарядовая асимметрия могла возникнуть при зарядово-симметричных начальных условиях. Логическим завершением и одновременно обоснованием представления о зарядовой симметрии начального состояния Вселенной является выдвинутая в работе [2] гипотеза о тождественном CPT -отражении всех явлений природы относительно сингулярной гиперповерхности нулевой протяженности фридмановской модели Вселенной². Эта гипотеза наиболее естественным образом отвечает на вопрос о том, что было до момента максимальной плотности. Гипотеза совместна с CPT -инвариантностью уравнений квантовой теории поля. В этой гипотезе энтропия монотонно возрастает при возрастании $|t|$, а не t , что может вызвать сомнения.

Заметим, что возрастание энтропии в статистической механике есть следствие статистических граничных условий. Обычно предполагается, что эти условия налагаются при $t \rightarrow -\infty$. В модели с сингулярной точкой наиболее естественно наложение граничных условия в окрестности этой точки, при $t \rightarrow 0$, что и приводит к указанному закону роста энтропии.

Для рассмотрения вопроса о барионной асимметрии необходимо конкретизировать предположения о сохранении барионного заряда. В [2] автор предположил

²Космологическое CPT -отражение определяется для метрики $ds^2 = dt^2 - a^2(dx^2 + dy^2 + dz^2)$ как отражение в гиперповерхности нулевой протяженности $t = 0$, $a(0) = 0$ с заменой $t \rightarrow -t$, $a \rightarrow -a$, частица \rightarrow античастица, с сохранением x, y, z . По гипотезе [2] такое преобразование есть тождественное преобразование. В [2] приведены аргументы, согласно которым в окрестности особой точки $t = 0$, $a \sim t$ и $\epsilon \sim S^{2/3}$ (ϵ – плотность энергии, S – плотность энтропии). Температура $T = d\epsilon/dS$ при таком уравнении состояния $\rightarrow 0$ при $S \rightarrow \infty$ и одного порядка с энергией взаимодействия и квантовых флуктуаций, приходящихся на одну частицу. Поэтому не исключено, что в начальный момент времени $t = 0$ вещество находилось в сверхтекучем состоянии, что должно сказаться на спектре начальных космологических неоднородностей распределения материи.

приближенный характер закона сохранения барионного заряда³. В этой работе мы вернемся к концепции точного сохранения барионного заряда.

В. Принимаем, что средняя космическая плотность барионного заряда всегда равна нулю. На данной стадии существования Вселенной положительный барионный заряд сосредоточен в нуклонах, а отрицательный – в нейтральных стабильных антикварках. Эта зарядовая асимметрия возникла на ранних стадиях расширения горячей Вселенной как следствие зарядовой асимметрии парциальных вероятностей при нестационарных процессах расширения и охлаждения зарядово-симметричной плазмы с гигантской плотностью энтропии и температурой порядка 10^{19} эВ (по оценке, данной ниже). Нейтральные (и вообще цельнозаряженные) кварки и антикварки постулируются в трехтриплетной кварковой модели, предложенной в 1964-1965 гг. независимо рядом авторов (см. работы Намбу [7], Хана [8], Боголюбова, Струминского, Тавхелидзе [6], Морпурго [9] и др.). Эта модель существенна для нашей аргументации.

§2. Трехтриплетная модель

Однотриплетная кварковая модель встречается с двумя трудностями: а) предполагаемые в ней кварки с дробными электрическими зарядами экспериментально не обнаружены; б) три кварка в составе бариона в силу ферми-статистики не могут иметь симметричную координатную волновую функцию, наиболее естественную в динамическом смысле. Обе эти трудности снимаются в трехтриплетной модели [3–11]. Мы ограничимся рассмотрением варианта модели, приведенного в табл. 1. Девять различных кварков будем характеризовать «индексом столбца» i , принимающим значения $i = n, p, \lambda$, и «индексом строки» j , принимающим значения $j = \alpha, b, c$.

В таблице сведены принимаемые значения электрического заряда (в рамке), а также странности S и введенного нами нового квантового числа κ («шарм»-заряд).

Таблица 1

$j \backslash i$	l	l	λ		
	p	n			
$k \backslash s$	0	0	-1		
α	1	0	-1		
a	b	0	1	0	0
	c	0	1	0	0

Как и в однотриплетной схеме, λ -кварк в каждой строчке считается сильно отличающимся по массе от двух «обычных» кварков n, p в тех же строчках. Для «обычных» кварков применяем собирательное название l -кварки: $l = n, p$.

Аналогично этому мы считаем, что α -кварк в каждом столбце имеет массу, существенно отличную от массы кварков в двух других строчках того же столбца. Аргументы в пользу выбора именно первой строчки приводятся ниже. Конечно, при

³Принятая в [2] гипотеза о характере нарушения закона сохранения барионов не является единственно возможной. Например, приписав μ -мезону и μ -нейтрину барионный заряд 2, мы могли бы описать возникновение барионной асимметрии и вместе с тем сохранить стабильность протона и практическую стабильность сложных ядер (возможны лишь реакции с участием 4 барионов).

этом не исключается и меньшее по масштабу отличие по массе и другим свойствам кварков с индексами b и c ; во всяком случае они считаются различными в смысле принципа Паули. Для кварков b и c применяем собирательное название a -кварки. Существенное отличие α от a оправдывает введение квантового числа κ , аналогичного странности S , λ -кварка, существенно отличного от l -кварков.

Барионный заряд всех девяти кварков $n_b = +1/3$. Все заряды (n_b , электрический, κ и S) для девяти антикварков обратны по знаку.

Волновая функция барионов предполагается антисимметричной по индексу строчки, что эквивалентно предположению о сильном притяжении кварков с разноименным индексом j :

$$\Psi = \frac{1}{\sqrt{6}} \begin{vmatrix} \alpha(1) & b(1) & c(1) \\ \alpha(2) & b(2) & c(2) \\ \alpha(3) & b(3) & c(3) \end{vmatrix}.$$

В этих предположениях симметричная координатная S -функция и симметричная спиновая – унитарно-спиновая функция согласуются со статистикой Ферми. «Средний» электрический заряд для квазичастиц p, n, λ оказывается таким же, как в однотриплетной модели; сохраняются выводы этой модели о магнитных моментах и т.п. линейных величинах.

Волновая функция барионов предполагается в виде

$$\Psi = A\alpha\bar{\alpha} + Bb\bar{b} + Cc\bar{c}$$

(A, B, C – параметры смешивания). Такая структура должна иметь место при наличии сильного притяжения между кварками и антикварками одной строки j .

В [3–11] для псевдоскалярных мезонов постулировано $B = C = 0, A = 1$, для векторных $A = B = C = 1/3$. Мы исходим из динамической модели и принимаем, что масса α -кварков существенно меньше массы a -кварков.

Отсутствие заметного векторного смешивания пар (о чем свидетельствует $\rho - \omega$ -«вырождение») приводит к тому, что волновая функция векторных мезонов должна иметь вид $\psi = \alpha\bar{\alpha}$ (в низшем нонете).

Для псевдоскалярных мезонов имеет место существенное смешивание по странности, приводящее, как известно, к различию масс π_0 и η_0 . Однако мы можем принять, что отличие масс a -кварков от массы α гораздо больше, чем разность масс λ и l ; в этом случае формула $\psi = \alpha\bar{\alpha}$ может приближенно иметь место и для псевдоскалярных мезонов. В такой динамической модели отпадает присущая некоторым формулировкам трехтриплетной схемы трудность вырождения мезонных состояний по шарму. Массы состояний, ортогональных наблюдаемым мезонам, образуют в этих предположениях высоколежащий дуплет $\psi \approx b\bar{b} \pm c\bar{c}$. Вместе с тем в такой трехтриплетной схеме с одинаковой композицией всех мезонов сохраняется ряд следствий однотриплетной схемы, например вывод о равенстве

магнитного матричного элемента распада $\omega_0 \rightarrow \pi_0 + \gamma$ и магнитного момента протона (обзор по однетриплетной модели см. в [13]). Приняв для мезонов функцию $\psi = \alpha\bar{\alpha}$, мы однозначно определяем выбор шарм-строчки. Как известно, масса заряженного K -мезона меньше массы нейтрального K -мезона, откуда можно заключить, что масса $(p\alpha)$ -кварка меньше массы $(n\alpha)$ -кварка. С другой стороны, мы предполагаем, что сохранившиеся в космосе реликтовые шарм-антикварки нейтральны и стабильны, т.е. обладают меньшей массой, чем все другие кварки. Отсюда следует принятый в столбце выбор первой строчки с зарядами $(0, -1, -1)$ в качестве шарм-строчки и выбор $(p\alpha)$ -антикварка в качестве реликтового.

§3. Кинетика возникновения зарядовой асимметрии

Мерой зарядовой асимметрии, которую должна объяснить теория, является отношение средней космической плотности барионов $n_B = 3 \cdot 10^{-7} \text{ см}^{-3}$ к средней плотности реликтовых фотонов $n_\Phi = 5 \cdot 10^2 \text{ см}^{-3}$ (см. [1]). Это отношение $\xi = 10^{-9}$ по порядку величины есть отношение конечного числа барионов к начальной энтропии Вселенной

$$\xi = \frac{\lim_{t \rightarrow \infty} a^3 n_B}{\lim_{t \rightarrow 0} a^3 S} \sim 10^{-9},$$

где a – масштаб метрики, S – плотность энтропии. Ниже используем для оценок гравитационную систему единиц

$$G = \hbar = c = k = 1.$$

Расширение Вселенной приводит при релятивистском уравнении состояния к следующим формулам для масштаба a , температуры T , плотности энтропии S , плотности всех релятивистских частиц n , для которых $T \gg m$ (t – возраст Вселенной):

$$a \sim t^{1/2}, \quad T \sim 1/a \sim t^{-1/2}, \quad n \sim S \sim T^3 \sim a^{-3} \sim t^{-3/2}.$$

Для нерелятивистских частиц при $T \lesssim m$, $t \gtrsim 1/m^2$ равновесная плотность гораздо меньше, чем S ; в гравитационных единицах масса протона есть $m_p = 10^{-19}$, а масса кварка $m = 10^{-18}$, так что «критический момент» времени для кварков $t_q = 10^{36}$ (10^{-7} с в обычных единицах). Характерное время реакций сильно взаимодействующих частиц оценим как

$$\tau \sim 1/n\sigma \sim 1/T \sim t^{1/2}.$$

Учитывая $H \approx 1/t$, имеем характерный «параметр нестационарности» для кварков $\eta \approx H\tau \approx \tau/t \sim t^{-1/2} = 10^{-18}$. Малая величина этого параметра по сравнению с ξ показывает, что возникновение зарядовой асимметрии следует относить к моментам времени, существенно более ранним, чем $t_q = 10^{-7}$ с, вероятно, к моменту $t_\kappa \sim 10^{18} = 10^{-25}$ с или еще раньше, когда $\eta \geq 10^{-9} = \xi$. Мы предполагаем, что в результате неравновесных процессов при $t \leq t_\kappa$ возникает асимметрия по

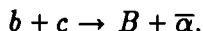
шарму κ , а в ходе дальнейшего расширения эта асимметрия «закаливается»; таким образом, нарушающее κ -взаимодействие не должно быть слишком сильным. Фактически оно должно быть гораздо слабей взаимодействия Ферми.

Рассмотрим образовавшуюся к моменту $t = t_q$ смесь кварков и антикварков с отличным от нуля шарм-зарядом $\kappa \neq 0$, $n_B = 0$. Пусть $N_\alpha, N_{\bar{\alpha}}, N_a, N_{\bar{a}}$ – числа кварков и антикварков разных типов

$$\left. \begin{aligned} N_\alpha &= N_0 - \Delta, & N_a &= N_1 + \Delta \\ N_{\bar{\alpha}} &= N_0 + \Delta, & N_{\bar{a}} &= N_1 - \Delta \end{aligned} \right\} \Delta - \text{смесь.}$$

Имеем $\kappa = -2\Delta$, $n_B = 0$.

Рассмотрим реакции с сохранением κ . При падении температуры меньше $T = m$ кварки аннигилируют и смесь почти полностью переходит в низкотемпературное устойчивое состояние с общим числом барионов BN_B и $N_{\bar{\alpha}} = 3\Delta$ (с теми же значениями κ и n_B). Это состояние устойчиво по отношению к реакциям с сохранением шарма, реакция $\bar{\alpha} + \bar{\alpha} \rightarrow \bar{B} + \bar{a}$ запрещена по шарму, реакция $\bar{\alpha} + B$ запрещена по нашему предположению. Предельное состояние не достигается полностью, так как плотность вещества и число столкновений падают при расширении, остаточное количество «реликтовых» кварков $a = b, c$ определяется реакцией



Относительное количество реликтовых a -кварков по отношению к фотонам может быть оценено как $\eta = \tau/t = 10^{-18}$ (т.е. по отношению к барионам оно составляет долю 10^{-9}).

Остаточное количество кварков α и \bar{a} определяется реакциями с кварками $\bar{\alpha}$, которых относительно много, поэтому реликтовых кварков α и \bar{a} должно быть экспоненциально мало. Рассуждения, приведенные выше, аналогичны оценкам в работе [14], где рассмотрена, в частности, бинарная реакция с двумя кварками.⁴

Возникновение κ -асимметрии относим к неравновесным CP -неинвариантным процессам при температуре $T > 1/t_\kappa^{1/2} = 10^{-9}$ эВ. Элементарные процессы при такой энергии совершенно неизучены. Мы ограничимся в иллюстративных целях рассмотрением модели, которая, быть может, отражает какие-то качественные черты действительности. Рассмотрим шесть состояний с квантовыми числами (S – странность), указанными в табл. 2 (см. фигуру). Все эти состояния нейтральны по электрическому и барионному зарядам и могут взаимно превращаться. Из возможных переходов рассматриваем лишь показанные на схеме. Состояния с такими квантовыми числами могут быть реализованы парой кварков, например, состояние B имеет те же квантовые числа, что пара кварков (αl) и $(\alpha \bar{\lambda})$. Мы подразумеваем, что речь идет о состояниях плотной плазмы при $T \sim 10^{19}$.

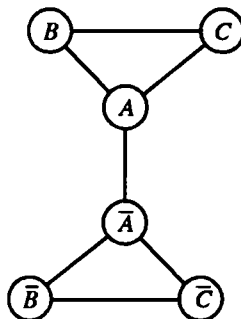
Числа заполнения для этих состояний удовлетворяют кинетическим уравнениям типа

$$\frac{dA}{dt} = -A(\omega_{A\bar{A}} + \omega_{AB} + \omega_{AC}) + \bar{A}\omega_{\bar{A}A} + B\omega_{BA} + C\omega_{CA}$$

⁴Автор благодарен Я.Б. Зельдовичу за плодотворную дискуссию этого круга вопросов.

Таблица 2

	k	S
A	+1	0
B	+1	+1
C	+1	-1
\bar{A}	-1	0
\bar{B}	-1	-1
\bar{C}	-1	+1



(рассматриваем обычную форму для $t > t_0 > 0$) и т.п. – всего шесть уравнений. Вероятности переходов ω_{ik} подчинены соотношениям, следующим из CPT -инвариантности, но в остальном произвольны. Мы предполагаем, что нет T -инвариантности, т.е. $\omega_{ij} \neq \omega_{ji}$ (за исключением того, что $\omega_{AA} = \omega_{\bar{A}\bar{A}}$), и что $\omega_{AB} \neq \omega_{AC}$. В этом общем случае все вероятности в «треугольниках», подчиненные восьми независимым условиям, следующим из CPT -инвариантности, можно выразить через четыре параметра: $\omega_{[AB]}, \omega_{[BC]}, \omega_{[CA]}, S$,

$$\omega_{AB} = \omega_{\bar{B}\bar{A}} = \omega_{[AB]} + \delta,$$

$$\omega_{BA} = \omega_{\bar{A}\bar{B}} = \omega_{[AB]} - \delta,$$

$$\omega_{BC} = \omega_{\bar{C}\bar{B}} = \omega_{[BC]} + \delta$$

и т.д.

$$\text{Удовлетворено } \omega_{ik} = \omega_{\bar{k}\bar{i}}, \quad \sum_k \omega_{ik} = \sum_{\bar{k}} \omega_{\bar{i}\bar{k}}.$$

Кинетические уравнения благодаря этим соотношениям имеют тривиальное стационарное равновесное решение

$$A = \bar{A} = B = \bar{B} = C = \bar{C} = \text{const.}$$

Однако интересно, что неравновесные (нестационарные) решения этой системы уравнений не могут быть зарядово-симметричными, даже если начальные условия были симметричными. Положим в момент времени $t = t_0$ $A = \bar{A} = n_1$, $B = \bar{B} = C = \bar{C} = n_2 \neq n_1$ (зарядовая симметрия, $\kappa = 0$). Имеем для этого момента времени

$$\frac{d^2}{dt^2}(A - \bar{A}) \neq 0, \quad \frac{d^3 x}{dt^3} \neq 0,$$

что иллюстрирует возникновение κ -асимметрии при $t > t_0$. Рассуждения данного раздела во многом носили иллюстративный, условномодельный характер. Их цель – показать отсутствие явных противоречий предлагаемых гипотез с современными знаниями.

§4. Антикварки в природе и возможности их обнаружения ⁵

Предполагаем, что все астрономические объекты возникли из приблизительно-однородной среды состава $B + 3\bar{\alpha}$ в результате механизма гравитационной неустойчивости. При этом различаем объекты первого поколения, возникшие из покоящейся среды с низкой температурой частиц $\bar{\alpha}$ (эти объекты имеют состав $B + 3\bar{\alpha}$), и объекты второго поколения, возникшие из магнитотурбулентной среды с большими (немаксвелловскими) скоростями частиц $\bar{\alpha}$. Большие скорости частиц $\bar{\alpha}$ могут быть обусловлены процессами статистического ускорения на переменных гравитационных полях. Состав объектов второго поколения, к которым мы относим все или большинство галактик, почти чисто барионный ($\bar{\alpha}/B \ll 1$), так как частицы $\bar{\alpha}$ не участвуют в магнитогидродинамических и турбулентных процессах обмена моментом количества движения, существенных на этой стадии космологического процесса, и так как быстрые частицы не захватываются сжимающимся объектом, если их скорость v удовлетворяет неравенству $\frac{v^2}{2} > \left| \frac{d\varphi}{dt} \right| \frac{L}{v}$ (φ – потенциал на границе объекта, L – размер объекта). Конечно, приведенная картина носит сугубо предварительный характер и приведена здесь в дискуссионном порядке.

В качестве предварительной основы для оценок принимаем, что в нашей галактике средняя плотность $\bar{\alpha}$ -антикварков такая же, как в среднем во Вселенной, т.е. $n = 10^{-6} \text{ см}^{-3}$ со средней скоростью порядка скорости галактического вращения $v = 2 \cdot 10^{-7} \text{ см/с}$. Из двух механизмов захвата антикварков Землей (в стадии сжатия пылевого облака и в последующий период $T = S \cdot 10^9$ лет) более существенным оказывается второй. Общее количество захваченных антикварков оценим как $2nvT\pi R^2 = 6 \cdot 10^{36}$. Захваченные антикварки находятся в локальном температурном равновесии с веществом Земли, практически не рассеиваются в космическое пространство, а по радиусу распределены по формуле термодиффузионного равновесия

$$n_1(\overline{\sigma v})_{T_1} = n_0(\overline{\sigma v})_{T_0} \exp \left\{ -\frac{m}{k} \int_0^R dr \frac{g}{T} \right\},$$

где $(\overline{\sigma v})_T$ – среднее произведение сечения на скорость при температуре T .

Для оценок принимаем, что плотность вещества меняется по линейному закону от $\rho_1 = 2, 3$ на поверхности до $\rho_0 = 15$ в центре, так что разность гравитационных потенциалов составляет

$$\varphi(R) - \varphi(0) = \frac{\rho_0 + \rho_1}{\rho_0 + 3\rho_1} Rg = 0, 79Rg.$$

Примем постоянную почти по всему радиусу температуру $T_0 = 3000 \text{ К}$, спадающую до $T_1 = 300 \text{ К}$ в узком слое земной коры. Положив сначала $m = 10m_p$, находим

⁵Автор благодарен Ф.Л. Шапиро, которому принадлежат приведенные в этом разделе оценки и соображения.

$n_0 = 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $n_1 = 3 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$. Положив $m = 15m_p$, имеем резкое уменьшение n_1 до 3 см^{-3} . По-видимому, при планировании эксперимента по поиску $\bar{\alpha}$ -антикварков на поверхности Земли можно исходить из пределов изменения n_1 от 1 см^{-3} до 10^5 см^{-3} . Плотность a -кварков в центре Земли должна быть в 10^9 раз меньше и составлять $\sim 10^3 \text{ см}^{-3}$, если при этой плотности еще несущественно выгорание за счет реакции $b + c \rightarrow B + \bar{\alpha}$.

Как заметил Шапиро, на основании этих оценок представляется целесообразной постановка экспериментов по обнаружению антикварков в лабораторных условиях, в частности по рассеянию ионов на антикварках. Вероятно, наиболее перспективным вариантом этих экспериментов является опыт по рассеянию ионов с энергией $\sim 1 \text{ МэВ}$ с $A \sim 10$ на антикварках в вакуумной камере, с регистрацией антикварков отдачи вне камеры (замечание Я.Б.Зельдовича). Возможны вариант опыта с регистрацией ионов отдачи внутри камеры и макроскопический опыт с возбуждением резонансных крутильных колебаний тяжелого ротора за счет вращательного момента, переданного антикварками, испытывавшими рассеяние на близком вращающемся роторе.

Автор выражает благодарность за обсуждение теоретических и экспериментальных вопросов С.М.Вернову, И.М.Франку, Л.Б.Окуню, В.Б.Брагинскому и всем участникам семинара Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Литература

- [1] Я.Б.Зельдович, И.Д.Новиков, *Релятивистская астрофизика*. М., Наука (1967).
- [2] А.Д.Сахаров, Письма ЖЭТФ 5, 32 (1967).
- [3] Z.Maki, *Progr. Theor. Phys.* 31, 331 (1964).
- [4] Y.Hara, *Phys. Rev. B* 134, 701 (1964).
- [5] H.Vacry, J.Nuyts, and L. Van Hove, *Phys. Letters* 9, 279 (1964).
- [6] Н.Н. Боголюбов, Б.В. Струминский, А.Н. Тавхелидзе, Препринт ОИЯИ, Д-1968 (1965).
- [7] Y.Nambu, Coral Gables Conference (1965).
- [8] M.Y.Han and Y.Nambu, *Phys. Rev. B* 139, 1006 (1965).
- [9] G.Morpurgo, *Physics* 2, 95 (1965).
- [10] N.Cabibbo, L.Maiani, and G.Preparata, *Phys. Letters B* 25, (1967).
- [11] J.Otokosawa and H.Suura, *Phys. Rev. Letters* 21, 1295 (1968).
- [12] H.Alfven, O.Klein, *Arkiv f. Fys.* 23, 187 (1962); Х.Альвен, *АЖ* 42, 873 (1965).
- [13] Е.М.Левин, Л.Л.Франкфурт, *УФН* 94, 243 (1968).
- [14] Я.Б.Зельдович, Л.Б.Окунь, С.Б.Пикельнер, *УФН* 87, 113 (1965).

КОММЕНТАРИИ К СТАТЬЕ 25

1. А.Д.Сахаров (Coll, с.63)

Работа основана на гипотезе кварков с целочисленными зарядами и с моей точки зрения поэтому не представляет сейчас интереса. Сделана попытка вернуться к закону сохранения барионов, предположительно, что антибарионный заряд существует во Вселенной в форме ненаблюдаемых нейтральных стабильных кварков с массой несколько ГэВ.

26. БАРИОННАЯ АСИММЕТРИЯ ВСЕЛЕННОЙ *

Обсуждается возможный процесс возникновения избытка барионов и антилептонов на ранней стадии расширения зарядово-нейтральной горячей Вселенной в единой калибровочной теории сильных, слабых и электромагнитных взаимодействий. По оценке данной работы барионная асимметрия $A = N_B/N_\gamma$ (отношение средней плотности барионов к плотности квантов реликтового излучения, с точностью до численного множителя равное отношению числа барионов к начальной энтропии горячей Вселенной в том же сопутствующем объеме) по порядку величины равна $A \sim \alpha^3 \theta^3 \delta_a$ ($\alpha = g^2$ – постоянная взаимодействия калибровочного поля, θ – величина порядка угла Кабиббо, δ_a – фаза комплексного смешивания кварков). Численный коэффициент в этой формуле может содержать дополнительный параметр малости. В работе высказаны некоторые соображения, относящиеся к предложенной ранее автором «многолистной» модели Вселенной.

§1. Введение. Оценка эффекта

В 1966 г. автор высказал предположение о возникновении наблюдаемой барионной асимметрии Вселенной (и предполагаемой лептонной асимметрии) на ранней стадии космологического расширения из зарядово-нейтрального начального состояния. Такой процесс возможен вследствие эффектов нарушения CP -инвариантности в нестационарных условиях расширения, если предположить нарушение барионного и лептонных зарядов [1].

В 1978 г. аналогичная идея независимо сформулирована в работе Йошимуры [2]. Йошимура указывает, что в единых калибровочных теориях сильного, слабого и электромагнитного взаимодействий (см. [3] и последующие работы, цитируемые в [2]) имеет место нарушение барионного заряда, обусловленное взаимодействиями с участием «кварк-лептонного» бозона, и что в соединении с нарушением CP -инвариантности неизбежно возникновение избыточного барионного заряда на ранних стадиях расширения горячей Вселенной. Йошимура указывает на возможность количественного расчета этого эффекта методами теории возмущений. В ходе работы над данной статьей автору также стала известна посвященная тому же вопросу работа Димопулоса и Сасскинда [4].

Ниже приводится оценка эффекта барионной асимметрии, близкая к оценке Димопулоса и Сасскинда [4], но полученная из более детального рассмотрения кинетики взаимопревращения частиц и не использующая предположения о равенстве по порядку величины массы кварк-лептонного бозона планковской единице массы $M_0 = 10^{19}$ ГэВ. В §5 высказаны некоторые соображения, относящиеся к предложенной ранее автором «многолистной модели Вселенной».

В остальных параграфах излагаются рассуждения, относящиеся к оценке барионной и лептонной асимметрии. Суммируем кратко основные моменты этих рассуждений.

*ЖЭТФ 76 (4), 1172–1181 (1979).

Отклонения от симметрии между частицами и античастицами проявляются только благодаря нестационарности, вызванной расширением Вселенной. Обозначаем плотности частиц различных сортов n_i . Равновесные значения плотностей обозначим n_i^0 , тогда отклонение от равновесного состояния характеризуется отношением

$$n_i'/n_i^0, n_i' = n_i - n_i^0.$$

Отношение n'/n^0 по порядку величины равно $H\tau$, где τ – характерное время реакций взаимопревращения частиц, а H – «параметр Хаббла», характеризующий динамику расширения Вселенной. H – логарифмическая производная «масштаба» a – линейного размера произвольного «сопутствующего» элемента объема:

$$H = \frac{1}{a} \frac{da}{dt} = \left(\frac{8\pi}{3} G\rho \right)^{1/2}; \quad (1)$$

ρ – плотность энергии, G – гравитационная постоянная. Здесь и ниже принято $c = \hbar = k = 1$.

Величина $H \sim 1/t$, где t – «возраст Вселенной». Таким образом,

$$n'/n^0 \sim \tau/t. \quad (2)$$

Мы предполагаем, что наиболее существенные процессы взаимопревращения частиц являются бинарными реакциями с сечением, стремящимся к постоянной величине в пределе больших энергий. В этом предположении на ранней стадии расширения Вселенной

$$\tau \sim 1/n^0 \sim a^3;$$

так как $a \sim t^{1/2}$, то относительные отклонения от состояния равновесия n'/n^0 малы и стремятся к нулю при $t \rightarrow 0$.

Для возникновения асимметрии существен период расширения Вселенной, когда температура порядка массы M_c кварк-лептонного векторного бозона W_c , играющего (§2 и [2,3]) решающую роль в нарушении барионного и лептонного числа:

$$T_c \sim M_c.$$

Этой температуре соответствует характерная плотность частиц $n_c^0 \sim M_c^3$, характерная плотность энергии $\rho \sim M_c^4$ и по формуле (1) – характерный возраст Вселенной $t_c \sim H_c^{-1} \sim G^{-1/2} M_c^{-2}$, а также характерная длительность «решающей фазы» (длительность интервала времени, наиболее существенного для интересующих нас процессов)

$$\Delta t_c \sim t_c.$$

Нарушения CP -симметрии и T -симметрии приводят к тому, что вероятности взаимного превращения частиц, вообще говоря, различны для прямых и обратных реакций (даже в стационарном состоянии), а также различны при замене частиц

на античастицы. Обозначим вероятности переходов между состояниями i и f через ω_{if} и для вероятности CP -сопряженных состояний – через $\omega_{\bar{i}\bar{f}}$. Имеем

$$\omega_{if} = s_{if} + a_{if}, \omega_{\bar{i}\bar{f}} = s_{if} - a_{if}. \quad (3)$$

Из CPT -инвариантности следует следующее соотношение: сумма по всем конечным состояниям f для любого начального состояния

$$\sum_f a_{if} = 0. \quad (4)$$

Условие (4) вместе с T -симметрией вероятностей s_{if} и равенством масс частиц и античастиц обеспечивает CP -симметрию равновесного стационарного состояния ($n_i^0 = \bar{n}_i^0, dn_i/dt = 0$). Но в нестационарном состоянии $n_i \neq \bar{n}_i$. Обозначая

$$n' = n^{ls} + n^{la}, \bar{n}' = n^{ls} - n^{la},$$

имеем оценку по порядку величины (§3)

$$n^{la} \sim \frac{a^*}{s} n', \quad (5)$$

где s – не зависящая от замены частиц на античастицы часть вероятности реакции взаимопревращения частиц, а a^* – антисимметричная часть этой вероятности (формула (3)); индекс звездочка использован для того, чтобы не спутать с масштабом a). В формуле (2) $\tau \sim 1/s$, т.е.

$$n^{la} \sim a^* n^0 / s^2 \Delta t. \quad (6)$$

В §4 для упрощенной модели теории получена оценка

$$s \sim \alpha M_c, a^* \sim \alpha^3 \theta^3 \delta_a M_c,$$

где $\alpha = g^2$ – постоянная взаимодействия калибровочного поля, θ – величина порядка углов Кабиббо, δ_a – фаза комплексного смешивания кварковых состояний.

Используя $n_c^0 \sim M_c^3$, получаем оценку

$$n^{la} = \frac{\alpha \theta^3 \delta_a M_c^2}{\Delta t}. \quad (7)$$

Остаточный барионный и лептонный заряды возникают в результате реакций с участием кварк-лептонного бозона (четырехбозонные реакции в §2 (13R) и (13R')). Их вероятность $\omega \sim \alpha^2 M_c$. Интегрируя по времени (формула (15)), находим остаточный барионный (или лептонный) заряд в сопутствующем объеме $[a(t)]^3$. Множитель Δt возникает при интегрировании

$$N_B = a^3 n_B \sim \omega n^{la} a^3 \Delta t \sim \alpha^3 \theta^3 \delta_a M_c^3 a^3. \quad (8)$$

Число частиц в сопутствующем объеме, по порядку величины равно числу квантов реликтового излучения, есть $n^0 a^3 \sim M_c^3 a_c^3$. Барионная асимметрия равна по порядку величины

$$A = N_B/N_\gamma \sim \alpha^3 \theta^3 \delta_a. \quad (9)$$

Лептонная асимметрия должна быть того же порядка величины. Если предположить сохранение суммарного числа лептонов и кварков (см. §2), то

$$N_{\bar{l}} - N_l = 3N_B.$$

В настоящее время не существует методов, с помощью которых можно было бы проверить это соотношение.

§2. Нарушение барионного и лептонного зарядов

В единых теориях сильного, слабого и электромагнитного взаимодействий постулируется существование так называемого кварк-лептонного векторного бозона, испускание и поглощение которого превращает кварки в лептоны и наоборот.

Ограничиваясь теориями, в которых для кварков постулируется точная «цветная» симметрия и дробный электрический заряд, приписываем дробный электрический заряд также и кварк-лептонному бозону. Ниже обозначено: W_c – кварк-лептонный бозон с зарядом $-1/3$, а также с любым зарядом, отличающимся от него на целое число (если принять, что «частицей» является электрон, то это заряды $2/3$ и $5/3$); \bar{W}_c – кварк-лептонный бозон с зарядом $+1/3$, а также с зарядом, отличающимся от него на целое число. Бозоны W_c и \bar{W}_c взаимодействуют с кварками q и лептонами l по следующим основным реакциям (\bar{q} и \bar{l} – антикварки и антилептоны):

$$W_c \longleftrightarrow q + \bar{l}, \quad \bar{W}_c \longleftrightarrow \bar{q} + l. \quad (10)$$

Наряду с (10) в большинстве единых теорий существуют еще три типа реакций («вершин»), приводящих к нарушению барионного заряда:

$$W_c \longleftrightarrow \bar{q} + \bar{q}, \quad \bar{W}_c \longleftrightarrow q + q; \quad (11)$$

трехбозонное взаимодействие (реакция вне массовой оболочки)

$$W_c + W_c + W_c \longleftrightarrow \text{вакуум}, \quad \bar{W}_c + \bar{W}_c + \bar{W}_c \longleftrightarrow \text{вакуум} \quad (12)$$

и четырехбозонное взаимодействие с участием трех W_c , допускающее реакцию на массовой оболочке:

$$\bar{W}_c + \bar{W}_c \longleftrightarrow W_c + R, \quad (13R)$$

$$d\bar{W}_c + R \longleftrightarrow W_c + W_c. \quad (13R')$$

Здесь R – «обычный» векторный бозон слабых взаимодействий W_\pm или иной калибровочный бозон с нулевым или целым зарядом.

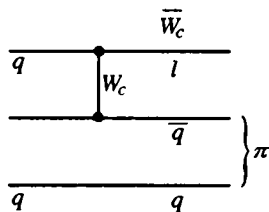


Рис. 1

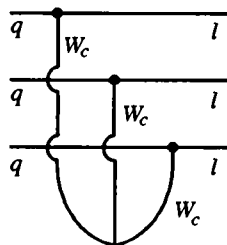


Рис. 2

На рис. 1 и 2 приведены диаграммы распада протона с вершиной (11) ($p \rightarrow \pi + l$) и вершиной (12) ($p \rightarrow 3l$).

Аналогичный распад с вершиной (13): $p \rightarrow 3l + W_+$.

Трехбозонная вершина (12) была постулирована в [1]. В калибровочной теории поля с неабелевой калибровочной группой трехбозонное и четырехбозонное взаимодействия (12) и (13) следуют из основных принципов!

Возможны модели, в которых взаимодействия типа (11) отсутствуют, при этом возникает дополнительный строгий закон сохранения суммарного числа кварков и лептонов (комбинированного заряда N_0)

$$N_0 = N_q + N_l - N_{\bar{q}} - N_{\bar{l}} = \text{const.} \quad (14)$$

Такие модели представляются предпочтительными. Даже при не очень больших массах M_c протон в таких моделях обладает большим временем жизни - в соответствии с экспериментом превосходящим 10^{30} лет (см. [5]). Оценка (без учета существенных числовых коэффициентов) для процесса рис. 1 составляет

$$\tau_1^{-1} = \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 \left(\frac{M_p}{M_c}\right)^4 M_p$$

(M_p - масса протона, M_c - масса кварк-лептонного бозона W_c) и для процесса рис. 2

$$\tau_2^{-1} = \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^4 \left(\frac{M_p}{M_c}\right)^{12} M_p.$$

Первая формула требует $M_c > 10^{14} M_p$, вторая - $M_c > 3 \cdot 10^4 M_p$.

Введем приближенное квантовое число

$$r = \frac{1}{2}(N_q + N_{\bar{l}} - N_{\bar{q}} - N_l) + N_{w_c} - N_{\bar{w}_c}.$$

Легко убеждаемся, что r (и тем самым лептонный и барионный заряды) в предположении отсутствия (11) нарушается только реакциями (12) и (13). В этом

предположении имеет место следующая оценочная формула для остаточного барионного заряда в сопутствующем объеме $[a(t)]^3$:

$$N_B = \int_0^{\infty} dt a^3 \left\{ \frac{1}{2} \sum_{ij} (\sigma_{ij} v) (\bar{n}_i \bar{n}_j - n_i n_j) + \sum_i (\sigma_i v)' n_R (\bar{n}_i - n_i) \right\}. \quad (15)$$

Здесь n_i и \bar{n}_i – плотности W_c и \bar{W}_c трех разных сортов (с зарядом $\pm 1/3$, $\pm 2/3$, $\pm 5/3$); $(\sigma_{ij} v)$ и $(\sigma_i v)'$ – средние значения произведения относительно скорости сталкивающихся частиц на сечение реакций (13R) и (13R'); n_R – плотность бозонов, отличных от W_c и \bar{W}_c . Для нахождения n_i необходимо решить уравнения кинетики.

§3. Уравнения кинетики

На ранней стадии расширения Вселенной отклонения от равновесного состояния малы:

$$n_j^1 = n_j - n_j^0 \ll n_j^0.$$

Напишем линеаризованные уравнения кинетики в следующей оценочной форме (более точную систему интегральных уравнений можно написать для сферически-симметричных функций плотности в пространстве импульсов $n_j^1(p)$):

$$(S_{ij} + A_{ij})n_j^1 = m_i, \quad m_i = \frac{1}{a^3} \frac{d}{dt} (a^3 n_i). \quad (16)$$

Принято, что матрица S_{ij} не меняется при замене частиц на античастицы, а матрица A_{ij} меняет знак при этой замене. Пренебрегая в выражении для m_i отличием n_i от n_i^0 , получаем для n_j^1 систему линейных алгебраических уравнений с известной правой частью m_i^0 .

Заметим (хотя это существенно лишь для более точных расчетов, чем наши оценки), что матрицы A , S , $A + S$ – сингулярные (их детерминант равен нулю), так как в векторном пространстве n_j^1 существует «особое» направление, оставляющее правую часть (16) равной нулю. Это особое направление соответствует вариации температуры равновесного состояния

$$\delta n_j^1 = \frac{\partial n_j^0}{\partial T} \delta T.$$

Единичный вектор этого направления обозначим

$$e_j^0 \sim \delta n_j^1.$$

Введем полную систему ортогональных единичных векторов $e_j^\alpha e_j^\beta = \delta_{\alpha\beta}$ и соответствующие ей новые координаты $\eta_\alpha = e_j^\alpha n_j^1$. Коэффициент η_0 не определен

уравнением (16), но это несущественно, так как e^0 инвариантен относительно замены частиц на античастицы. Достаточно найти составляющую n' , ортогональную e^0 .

Действующие в ортогональном к e^0 пространстве матрицы

$$\tilde{S}_{\alpha\beta} + \tilde{A}_{\alpha\beta} = e_i^\alpha (S_{ij} + A_{ij}) e_j^\beta \quad (\alpha, \beta \neq 0) \quad (17)$$

не сингулярны. С учетом $A \ll S$ обратная матрица равна

$$(\tilde{S} + \tilde{A})^{-1} \approx \tilde{S}^{-1} + P, \quad P = -\tilde{S}^{-1} \tilde{A} \tilde{S}^{-1}. \quad (18)$$

Положив $n^1 = n^{1s} + n^{1A}$, $\bar{n}^1 = n^{1s} - n^{1A}$, имеем

$$n_j^{1A} = e_j^\alpha P_{\alpha\beta} e_k^\beta m_{0k}. \quad (19)$$

Элементы матриц S и A оценим для упрощенной модели теории.

§4. Модель теории

Пусть n_1, n_2, n_3 – плотности трех сортов кварк-лептонных бозонов W_c с зарядами соответственно $1/3, 2/3, 5/3$, а $\bar{n}_1, \bar{n}_2, \bar{n}_3$, – плотности \bar{W}_c . Считаем массы бозонов разных сортов различными с разностью масс $\sim M_c (\Delta M_c \sim M_c)$. Большая разница масс странного и очарованного кварков $\Delta m_q \sim m_q$ делает такое предположение несколько более правдоподобным по аналогии.

Бозоны W_c разных сортов взаимно превращаются в ходе реакций

$$W_c^i + \bar{q} \rightarrow \bar{l} \rightarrow W_c^j + \bar{q}, \quad W_c^i + l \rightarrow q \rightarrow W_c^j + l.$$

На рис.3 а изображена типичная диаграмма для этого процесса.

Симметричная часть сечения порядка

$$\sigma_{12}^s \sim \alpha^2 / M_c^2.$$

Учитывая, что n^0 – плотность кварков, лептонов (и любых других частиц) в критической фазе порядка M_c^3 и относительная скорость частиц порядка единицы, находим $S_{12} \sim \alpha^2 M_c$. Конкретизируя механизм нарушения CP -инвариантности, следуем работе Кабаяши и Маскавы [6]. Эти авторы нашли, что при обобщении схемы смешивания Кабиббо на три и более смешиваемых состояний при наличии комплексных матриц смешивания возникают эффекты нарушения CP -инвариантности.

Рассмотрим смешивание в трех дублетах кварков. Состояния

$$\begin{pmatrix} p_1 & p_2 & p_3 \\ n_1 & n_2 & n_3 \end{pmatrix}$$

по определению являются диагональными для массового оператора. Состояния

$$\begin{pmatrix} P_1 & P_2 & P_3 \\ N_1 & N_2 & N_3 \end{pmatrix}$$

входят в выражение для кваркового и кварк-лептонного токов. Состояния P , N и p , n связаны унитарными преобразованиями $P = U_1 p$, $N = U_2 n$. Смешивание лептонов может описываться аналогичными матрицами, но мы предположим для определенности, что $U_{1l} = U_{2l} = 1$. Если не рассматриваются кварк-лептонные токи, то U_1 и U_2 входят только в комбинации $U_1^{-1} U_2$. Асимметричная часть сечения обусловлена интерференцией вкладов диаграмм типа рис.3, a и b , отличающихся фазой

$$\delta_s + \delta_a \text{ для частиц, } \delta_s - \delta_a \text{ для античастиц.}$$

Эффект пропорционален

$$\cos(\delta_s - \delta_a) - \cos(\delta_s + \delta_a) = 2 \sin \delta_s \sin \delta_a.$$

Фаза $\delta_s = \pi/2$ по правилам Фейнмана; фаза δ_a является параметром теории, не зависящим от выбора фаз кварковых и лептонных состояний.

Оценка для асимметричной части сечения по порядку величины

$$\sigma_{12}^a \sim \frac{|M_a| |M_\sigma|}{M_c^2} \sin \delta_a;$$

M_a, M_σ – вклады в амплитуду диаграмм типа рис.3, a и b ; $M_a \sim \alpha$, $M_\sigma \sim \alpha^2 \theta^3$ (три вершины с изменением сорта частиц). Учитывая $A_{12} \sim n^0 \sigma_{12}^a$, имеем

$$A_{12} \sim \alpha^3 \theta^3 \delta_a M_c.$$

Механизм Кабаяши – Маскава не эффективен при экстремально релятивистских энергиях кварков. Поэтому приведенная оценка справедлива, лишь если существуют гипотетические кварки с массами порядка M_c .

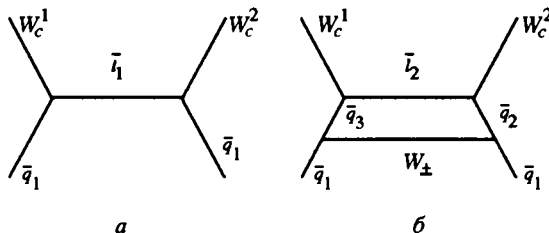


Рис. 3

Вероятность реакций $W_c \rightarrow q + \bar{l}(S_{14}, S_{24}, S_{34})$ порядка αM_c . Вероятность четырехбозонных реакций (13R), (13R') порядка

$$\omega_R \sim \alpha^2 M_c.$$

В общем случае если массы, вероятности распадов и реакций R для всех трех сортов W_c не совпадают, $n_{1,2,3}^{1a}$ по порядку величины определяются формулами (19), (18), (16):

$$n_{1,2,3}^{1a} \sim P m, \quad P \sim A_{12}/(S_{14})^2, \quad m \sim n_c/\Delta t_c,$$

откуда

$$n_{1,2,3}^{1a} \sim \alpha \theta^3 \delta_a M_c^2 / \Delta t_c.$$

N_B определяется в тех же предположениях по порядку величины формулой (15):

$$N_B \sim a_c^3 n_{1,2,3}^{1a} \omega_R \Delta t_c \sim a_c^3 n_c^0 \alpha^3 \theta^3 \delta_a,$$

т.е.

$$A = N_B / N_\gamma \sim \alpha^3 \theta^3 \delta_a. \quad (20)$$

Однако если разности масс бозонов W_c меньше самих масс, возникает новый параметр малости $C(M_{1c}, M_{2c}, M_{3c})$. Величина N_B обращается в нуль при равенстве масс двух из трех сортов кварк-лептонных бозонов. Пусть, например, $M_1 = M_2 \neq M_3$. Автоматически имеем $m_1^0 = m_2^0 \neq m_3^0$ (напомним: $m_i^0 = -a^{-3} d(a^3 n_i^0)/dt$ — правая часть уравнения (16)). Числа асимметричных переходов из состояния 1 в состояние 3 и из состояния 3 в состояние 2 равны между собой. Также равны между собой числа симметричных переходов из состояния 3 в состояния 1 и 2 и равно нулю число симметричных переходов между состояниями 1 и 2. Имеем

$$n_1^{1s} = n_2^{1s} \neq n_3^{1s}, \quad n_1^{1a} = -n_2^{1a}, \quad n_3^{1a} = 0.$$

Предполагаем дополнительно, что равны все вероятности переходов из состояний 1 и 2 в другие состояния, в том числе равны сечения реакций (13), изменяющих барионный и лептонный заряды. Находим

$$N_B = 0 \text{ при } M_1 = M_2 \neq M_3.$$

Пример функции C , обладающей такими свойствами и симметричной относительно своих аргументов:

$$C = \frac{(M_1 - M_2)^2 (M_2 - M_3)^2 (M_3 - M_1)^2}{M_1^6 + M_2^6 + M_3^6}. \quad (21)$$

Окончательно получаем

$$A = \alpha^3 \theta^3 \delta_a C(M_1, M_2, M_3), \quad (22)$$

где C — функция типа (21).

§5. Многолистная модель Вселенной

В 1969 г. автор включил предположение о нейтральности Вселенной по строго сохраняющимся зарядам, в качестве которых он рассматривал электрический и «комбинированный» лептонно-барионный заряд (типа N_0 в формуле (14) настоящей работы), в выдвинутую им космологическую гипотезу «многолистной Вселенной» [7]. Другое предположение гипотезы – плоская пространственная метрика в среднем в больших масштабах, т.е. бесконечный радиус кривизны Вселенной. Эти два предположения делают возможным бесконечно-кратное повторение космологических циклов расширения-сжатия пульсирующей Вселенной с повторяющимися от цикла к циклу статистическими характеристиками. При этом в любом сопутствующем объеме энтропия монотонно возрастает в соответствии со вторым началом термодинамики, но возрастание энтропии от цикла к циклу не имеет физического смысла, оно может быть устранено переопределением масштаба на сингулярной гиперповерхности $t = t_0$, $a(t_0) = 0$. При этом переопределении не происходит изменения плотностей строго сохраняющихся зарядов (электрического и комбинированного барионно-лептонного), а также интегральной пространственной кривизны, поскольку эти величины предположены равными нулю.

Неинвариантные заряды (число барионов и число лептонов в любом сопутствующем объеме) изменяются, но их отношение к энтропии и абсолютные значения в переопределенном сопутствующем объеме предполагаются одинаковыми в соответствующие моменты возраста Вселенной каждого цикла.

Динамической причиной перехода плоской Вселенной от расширения к сжатию может быть, в частности, сколь угодно малая по абсолютной величине космологическая постоянная соответствующего знака ($\epsilon < 0$, $p = |\epsilon| > 0$, $\epsilon + 3p > 0$). В [7] в качестве динамического механизма рассматривалось образование черных дыр.

Заметим, между прочим, что предполагаемая нами повторяемость статистических характеристик могла бы явиться важным эвристическим требованием, определяющим начальные неоднородности, плотности энтропии и метрики, распределения плотности углового момента и другие статистические параметры модели.

§6. Заключение

Итак, для некоторой модели теории получена оценка барионной асимметрии (лептонная асимметрия – того же порядка)

$$A \sim N_B / a^3 n^0 \sim C \alpha^3 \theta^3 \delta_a.$$

Наш расчет содержит слишком большие неопределенности, чтобы говорить о совпадении с экспериментом, дающим значение $A \sim 10^{-8} - 10^{-9}$, однако не противоречит ему.

Например, положив $\alpha = 10^{-2}$, $\theta = 0,5$, $\delta_a = 10^{-1}$, $C = 10^{-2}$, получаем $A = 10^{-10}$.

Оценка справедлива, лишь если существуют гипотетические кварки с массами порядка M_c . Возникающий для известных сейчас более легких кварков дополнительный параметр малости, по-видимому, исключает возможность совпадения с экспериментом для рассматриваемой в §4 конкретной модели.

Результат, полученный в этой работе, не зависит от безразмерного параметра $k = 1/M_c G^{1/2}$, определяющего отношение длительности «критической» для рассматриваемого процесса фазы $\Delta t \sim 1/G^{1/2} M_c^2$ к характерному времени реакций взаимного превращения частиц $\tau \sim 1/\alpha M_c$:

$$\Delta t/\tau \sim \alpha k.$$

В работе Йошимуры [2] получена отличная от нашей формула, согласно которой барионная асимметрия $A \sim k$, т.е. пропорциональна длительности критической фазы Δt . Этот результат, однако, противоречит отсутствию нарушения CP -симметрии в стационарном состоянии. Как показано в нашей работе (§3), малые отклонения от равновесного состояния и тем самым от CP -симметрии пропорциональны $1/k$. Интегрирование по времени приводит к выпадению зависимости от k . В работе Димопулоса и Сасскинда [4] с самого начала положено $k \sim 1$, тем самым зависимость от этого параметра не выясняется.

В §5 приведены соображения о необходимости предположения о начальной нейтральности Вселенной для «многолистной модели Вселенной» с повторяющимися от цикла к циклу статистическими характеристиками.

Я выражаю благодарность участникам семинара Теоретического отдела ФИАН 13 октября 1978 г. за ценное обсуждение предварительного варианта этой работы, впоследствии мною исправленного. Особенно я благодарен Д.А. Киржницу и А.Д. Линде за ознакомление с предварительным вариантом рукописи этой работы и ценные замечания, способствовавшие ее улучшению, и А.Д. Долгову, указавшему на допущенную мною ошибку в одной из оценочных формул.

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
15 декабря 1978 г.

Литература

- [1] А.Д. Сахаров, Письма в ЖЭТФ 5, 32 (1967).
- [2] M. Yoshimura, Phys. Rev. Lett. 41, 281 (1978).
- [3] H. Georgi and S.L. Glashow, Phys. Rev. Lett. 32, 438 (1974).
- [4] S. Dimopoulos and L. Susskind, SLAC-PUB-2126, (June 1978).
- [5] F. Reines and M.F. Crouch, Phys. Rev. Lett. 32, 493 (1974).
- [6] M. Kobayashi and T. Maskawa, Progr. Theor. Phys. 49, 652 (1973).
- [7] А.Д. Сахаров, Многолистная модель Вселенной, Препринт Отделения прикладной математики Математического института им. В.А. Стеклова, 1969 г.

КОММЕНТАРИИ К СТАТЬЕ 26

1. Авторское примечание при публикации статьи 26 в Coll (апрель 1980 г.; обратный перевод с английского)

В 1966 году автор выдвинул идею возникновения барионной асимметрии Вселенной в результате неравновесных процессов при космологическом расширении «горячей» Вселенной в условиях нарушения CP -инвариантности и предположил нарушение сохранения барионного заряда. Нарушение CP -инвариантности было открыто задолго до этого, как и реликтовое излучение, которое подтвердило «горячую» модель. Однако гипотеза автора относительно нарушения сохранения барионного заряда представлялась в то время слишком надуманной, что вызвало скептическое отношение к работе в целом (см., например, книгу Зельдовича и Новикова по релятивистской космологии¹ – я не помню точное название книги и в Горьком мне негде посмотреть). Однако, за несколько лет до этого, в работе, тогда мне неизвестной, Стивен Вейнберг обосновал фундаментальную возможность несохранения барионного заряда из-за отсутствия соответствующего калибровочного поля. Работа 1979 г. появилась после работы Йошимуры 1978 г., в которой снова была выдвинута идея космологического возникновения барионной асимметрии. В работе Йошимуры нарушение барионного заряда рассматривается как следствие единой теории слабых, электромагнитных и сильных взаимодействий (великое объединение). В своей работе я рассматриваю версию теории, в которой есть $3V + L$ комбинированный закон сохранения, но барионный заряд нарушается взаимодействием калибровочных полей посредством диаграмм типа показанных на рис. 2 (статья 26 – Ред.). $SU(5)$ схема Великого Объединения, которая в настоящее время наиболее популярна, допускает диаграммы другого типа (рис. 1) с намного большей вероятностью распада протона.

В своей работе я показал, что для теоретически предсказанного численного значения остаточной барионной асимметрии значение массы кварк-лептонного бозона имеет малое значение, но очень важно то, что кварки или хиггсовские бозоны существуют с массами порядка этой массы. В этом случае можно рассчитывать на объяснение наблюдаемой асимметрии. В моей работе 1979 года я, к сожалению, ограничил свое космологическое обсуждение многолистной моделью Вселенной, которую я предлагал ранее. В Комментарии я бегло обсуждаю другие возможные модели, в которых важно образование избытка барионов из нейтрального горячего состояния, и (в связи со статистическим «парадоксом обратимости») я также касаюсь проблемы «обращения стрелы времени».

¹Я.Б. Зельдович и И.Д. Новиков. *Релятивистская астрофизика*, М.: Наука, 1967.

27. БАРИОННАЯ АСИММЕТРИЯ ВСЕЛЕННОЙ *

Концепция нестационарной Вселенной, у истоков которой стоял Фридман, имеет огромное научное и общепилософское значение.

Среди проблем, сама постановка которых была невозможна в «до-Фридмановский» период, – барионная асимметрия Вселенной. Как объяснить, почему в наблюдаемой части Вселенной есть только барионы и нет антибарионов? Чем определяется количественная величина барионной асимметрии? (Обычно используется отношение

$$(BAU) = \frac{n_B}{n_\gamma} \sim 10^{-9},$$

n_B – средняя плотность барионов во Вселенной, n_γ – плотность фотонов реликтового излучения, по порядку величины являющаяся плотностью энтропии.)

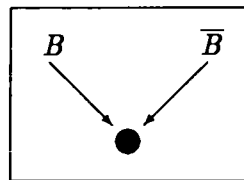
Эта величина известна лишь приблизительно, поскольку:

(1) Неточно известна постоянная Хаббла; (2) Предполагается, что $\Omega = \rho/\rho_{кр} \approx 1$, но это нуждается в проверке; (3) Неизвестна природа скрытой массы (вернее всего она в основном носит небарионный характер и тогда это здесь несущественно).

Несомненно, наряду с барионной асимметрией во Вселенной существует лептонная асимметрия, но экспериментально о ней ничего не известно, т.к. большая часть лептонов и антилептонов сосредоточена в ненаблюдаемых пока реликтовых нейтрино и антинейтрино. В широком классе теорий $n_B = n_L$, но существуют «сценарии», в которых n_B и n_L имеют разную абсолютную величину и знак.

Известны многочисленные попытки разрешения проблемы барионной асимметрии без отказа от закона сохранения барионного заряда (пункты 1,2).

1) Предполагается (Альфвен [1] и некоторые другие), что на ранней стадии Вселенной существовала нейтральная по барионному заряду плазма (горячая Вселенная с температурой $T \gg M_B$), затем произошло пространственное разделение барионов от антибарионов. Но никому не удалось придумать достаточно эффективный механизм разделения. Тень надежды – гипотеза о роли первичных черных дыр (Хоукинг [2], Зельдович с соавторами [3]). Если в силу каких-то причин захват антибарионов происходит с большей интенсивностью, то вне черных дыр возникает остаточный барионный заряд.



* Доклад на конференции, посвященной 100-летию А.А. Фридмана, Ленинград, 22-26 июня 1988. (Proceedings of the Friedman Centenary Conference. Ed.: M.A. Markov, V.A. Berezin and V.F. Mukha – nov, World Scientific, Singapore – New Jersey – London – Hong Kong, 1990)

2) Другая гипотеза. Предполагается, что первичное вещество было холодным и содержало положительный барионный заряд (барионы, или верней, – кварки). Начальная энтропия или равна нулю, или $S \sim B$ (S – энтропия, B – число барионов в некоторой области Вселенной). В ходе расширения Вселенной и по предположению имеют место неравновесные процессы, и энтропия возрастает до величины $\sim 10^9$.

$$\left(\begin{array}{c} n_B > 0 \\ S = 0 \end{array} \right) \xrightarrow[S_{\text{растет}}]{B = \text{const}} \left(\begin{array}{c} n_B > 0 \\ S \sim 10^9 B \end{array} \right)$$

Гипотезы этого типа полностью исключаются в сценариях «раздувающейся» Вселенной! При экспоненциальном расширении Вселенной первоначальная плотность барионов уменьшается до очень малой величины, гораздо меньшей, чем $10^{-9} n_\gamma$.

$$\left(n_B > 0 \right) \xrightarrow[n_B \text{ убывает}]{\text{Инфляция}, B = \text{const}} \left(n_B \ll 10^{-9} n_\gamma \right)$$

3) Третье направление в проблеме барионной асимметрии – отвергающее сохранение барионного заряда. Первые указания и работы: Вейнберг 1964, [4]; Сахаров 1967, [5]; Кузьмин 1970, [6].

Три основные предпосылки космологического образования барионной асимметрии

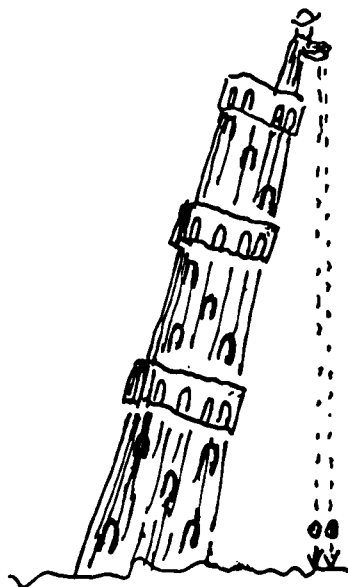
- I. Отсутствие закона сохранения барионного заряда.
- II. Отличие частиц от античастиц, проявляющееся в нарушении CP -инвариантности.
- III. Нестационарность. Образование BA возможно лишь в нестационарных условиях при отсутствии локального термодинамического равновесия.

Обсудим эти предпосылки.

I. В 60-е годы минимальное время жизни протона оценивалось $\tau_p > 10^{29}$ лет. Сейчас $\tau_p > 10^{31} - 10^{32}$ лет. В 60-е годы почти всеобщим было убеждение, что закон сохранения барионного заряда является абсолютно точным.

Однако, в литературе также отмечалось (Ли и Янг [7]), что этот вывод не является строго обязательным, так как не существует соответствующего барионному заряду калибровочного поля.

В настоящее время известны два точных закона сохранения – закон сохранения энергии и закон сохранения электрического заряда. При этом в обоих случаях вокруг носителя сохраняющейся величины возникает далекодействующее поле. Ускорение $a = GM/r^2$ (энергия = масса $\times c^2$). Электрическое поле $E = q/r^2$ в случае заряда. Эти поля – «гарант» сохранения q и M (энергии). Между тем, чрезвычайно точные опыты, предпринятые с целью проверки закона эквивалентности гравитационной и инертной массы, не выявили ничего подобного для барионного заряда. Прообраз – опыт Галилея (на рисунке – знаменитая Пизанская башня). Далее – Ньютон, Этвеш, Дике с сотрудниками, Брагинский и Панов [8]. Достигнутая точность $\sim 10^{-13}$ – 10^{-14} от гравитационной силы. Так как отношение барионного заряда к массе в разных нуклидах варьирует на $\sim 10^{-3}$, можно утверждать, что барионная сила не превосходит 10^{-10} от гравитационной. Таким образом нет оснований утверждать, что сохранение барионов столь же фундаментальный закон, как сохранение энергии и электрического заряда. (Но, конечно, нельзя окончательно исключить, что это точный глобальный, хотя и не локальный закон сохранения.)



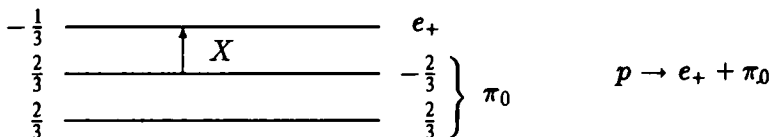
В современных теориях «Великого объединения» нарушение закона сохранения барионного и лептонного зарядов является естественным следствием объединения кварков и лептонов в одном мультиплете. Первая теория такого рода предложена Пати и Саламом в 1973 г. (целочисленные кварки). В 1974 году Джоржи и Глешоу предложили свою «минимальную» SU_5 теорию, сохранившую значение до сих пор. В этой теории – кварк-лептонные бозоны X и Y имеют два канала распада

$$x_{4/3} \begin{cases} \rightarrow u_{2/3} + u_{2/3} & (1) \\ \rightarrow e_+ + \bar{d}_{1/3} & (2) \end{cases}$$

Или, читая в обратную сторону,

$$\begin{aligned} U_{2/3} + U_{2/3} &\rightarrow X_{4/3} \rightarrow e_+ + \bar{d}_{1/3} \\ B = 2/3 & & B = -1/3 \\ L = 0 & & L = -1. \end{aligned} \quad (3)$$

В этой теории возможен распад протона.



Поиски этого процесса пока безуспешны. Пока наиболее убедительным доказательством отсутствия закона сохранения барионов является барионная асимметрия Вселенной.

Отличный от Великого объединения механизм нарушения-сохранения указан т'Хофтом в 1976 г. [9] (для случая $T = 0$ – квантовое туннелирование между различными вырожденными вакуумами теории калибровочных полей). Вероятность процесса $\sim \exp(-4\hbar/\alpha)$, ($\alpha = g^2/4\hbar = (137 \sin^2 \theta_w)^{-1}$) очень мала. Димопулос, Сасскинд [10], Линде [11], Клинкамер и Монтон [12], Кузьмин, Рубаков, Шапошников [13] и др. рассмотрели случай $T \neq 0$, ($10^2 - 10^4$) ГэВ и нашли, что в этом случае нарушение B - и L -сохранения является сильным!

II. CP -инвариантность. Как известно, в 1964 г. был обнаружен распад $K_L^0 \rightarrow \pi_+ + \pi_-$. В 1965 году (кажется) я прочитал статью С. Окубо¹, в которой указано, что следствием нарушения CP , в принципе, может быть неравенство парциальных ширин для частиц и античастиц в многоканальных процессах, при этом полные вероятности совпадают. Потом я написал на экземпляре моей статьи, подаренном Е.Л. Фейнбергу:

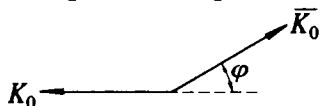
*Из эффекта С.Окубо
При большой температуре
Для Вселенной сшита шуба
По ее косо́й фигуре.*

Примером (экспериментальным) является трехчастичный распад

$$K_L^0 \begin{cases} \rightarrow e_+ + \pi_- + \nu \\ \rightarrow e_- + \pi_+ + \bar{\nu} \end{cases}$$

$$\Gamma(K_L^0 \rightarrow e_+ + \pi_- + \nu) \neq \Gamma(K_L^0 \rightarrow e_- + \pi_+ + \bar{\nu})$$

Теоретически нарушение CP -инвариантности всегда связано с наличием комплексных фаз, характеризующих относительную амплитуду каких-либо состояний или взаимодействий. Например, нарушение CP при распаде K_L^0 связано с тем, что это состояние представляет собой суперпозицию K_0 и \bar{K}_0 с некоторым малым отличием разности фаз от π .



¹К сожалению, мне не удалось найти адреса этой работы.

Три возможности

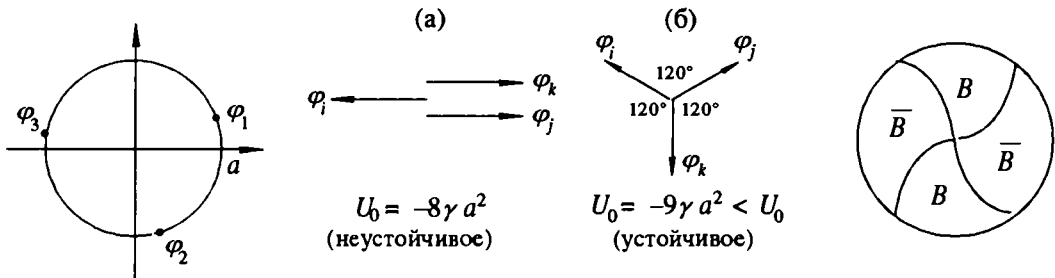
- (А) Разность фаз заложена в основных исходных уравнениях теории
 (В) Разности фаз возникли в результате спонтанного нарушения симметрии. Они имеют определенную величину и случайные знаки.
 (С) И величина, и знак разностей фаз носят случайный характер.

Рассмотрим возможность (В). Игрушечная модель. Три скалярных комплексных поля. Потенциал:

$$U(\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3) = \sum_i (\varphi_i \varphi_i^* - a^2)^2 - \gamma \sum_{ij=1,2,3,1} |\varphi_i - \varphi_j|^2, \quad (4)$$

Для $\gamma = 0$ фазы комплексных полей φ_i произвольны. При $\gamma > 0$ U зависит от разности фаз. T -симметричная конфигурация (а): неустойчивое равновесие. Нарушенная T -симметрия (б): устойчивое равновесие с разностями фаз 120° .

В первом случае $U_0 = -8\gamma a^2$, во втором, как легко сосчитать, $U_1 = -9\gamma a^2 < U_0$. Точки $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ могут быть расположены по часовой стрелке или против часовой стрелки, что моделирует разные знаки нарушения T - и CP -инвариантности.



В случае (В) во Вселенной могут возникнуть области («домены») с разным знаком нарушения CP , а значит, с разным знаком барионной и лептонной асимметрии. В инфляционной модели размеры доменов будут колоссальными, если «выбор знака» произошел до окончания инфляции. В случае замкнутой Вселенной она вся может состоять из одного домена!

III. Необходимость нестационарности. Из равенства масс частиц и античастиц следует, что термодинамическому равновесию (максимуму энтропии) соответствует состояние, в котором числа частиц и античастиц равны. Малое отличие числа частиц от числа античастиц приводит к квадратичной отрицательной добавке к энтропии. Для безмассовых свободных частиц

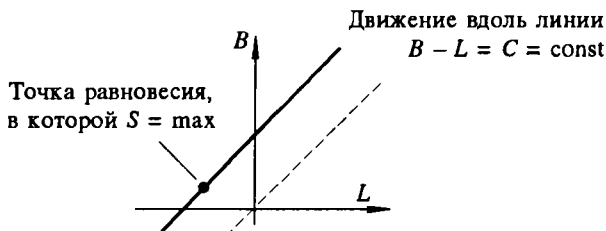
$$\Delta S = -\frac{9}{2VT^2} \left\{ 2 \sum (f - \bar{f})^2 + \sum (b - \bar{b})^2 \right\} \dots, \quad (5)$$

f – число фермионов какого-либо типа в объеме V ;
 b – то же для бозонов; суммирование по типам частиц,
 T – температура; $VT^3 = \text{const.}$
 q – кварки, l – лептоны. $B = \frac{1}{3}(q - \bar{q})$, $L = \sum(l - \bar{l})$.

В некоторых теориях «великого объединения» ($SO(10)$, $F(6)$) такие частицы существуют, и поэтому $B - L \neq \text{const}$. В таких теориях, между прочим, возможны нейтронно-антинейтронные осцилляции (на рисунке – соответствующая диаграмма)

$$n \left\{ \begin{array}{c} -\frac{1}{3} \\ -\frac{1}{3} \\ \frac{2}{3} \end{array} \begin{array}{c} \xrightarrow{X_{2/3}} \\ \xrightarrow{e^-} \\ \xrightarrow{X_{4/3}} \end{array} \begin{array}{c} \frac{1}{3} \\ \frac{1}{3} \\ -\frac{2}{3} \end{array} \right\} \bar{n} \quad M = \left(\frac{g}{2\pi} \right)^4 \frac{M_N^S}{M_{2/3}^2 \cdot M_{4/3}^2}$$

Если при температурах, превышающих низкотемпературную область $T = 10^2 - 10^4$ ГэВ, возникнет барионно-лептонная асимметрия с $B \neq L$ (в результате распада бозонов GUT типа $X_{2/3}$ или по какому-либо другому механизму, например, при распаде скварков и склептонов, об этом я еще собираюсь сказать, или при распаде космических струн), – то в низкотемпературной области с высокой точностью установится состояние, соответствующее максимальному значению энтропии при заданной постоянной величине $B - L = \text{const}$ (и при выполнении условия электронейтральности).



При этом

$$\Delta S \sim - \left\{ 2 \sum (q - \bar{q})^2 + 2 \sum (l - \bar{l})^2 + \sum (b - \bar{b})^2 \right\} .$$

В состоянии максимальной энтропии B и L имеют разные знаки. В стандартной модели ($n = 3$): $B = (12/37)C$, $L = -(25/37)C$.

Шапошников, Кузьмин и Рубаков рассматривают также возможную роль возникновения барионной и лептонной асимметрии при низкотемпературных процессах. Пока не ясно, обеспечивается ли при этом величина асимметрии, сравнимая с $10^{-9} n_\gamma$.

Одно из популярных сейчас направлений связано с использованием идей суперсимметричных вариантов GUT (Аффлек и Дайн [17], Линде [18]). Рассматриваются скалярные поля, для которых $B \neq 0$ и $L \neq 0$. Для некоторых линейных комбинаций этих полей потенциал не зависит от амплитуды и фазы (или зависит лишь непертурбативно). Аффлек и Дайн предполагают, что именно эти комбинации полей имеют особо большие флуктуации по амплитуде и фазе (аналогичное свойство используется в гипотезе хаотической инфляции).

Распад этих полей после окончания инфляции или при температуре нарушения суперсимметрии (которая предполагается порядка 10^3 – 10^4 ГэВ) приводит к образованию барионной и лептонной асимметрии. По-видимому, получающаяся асимметрия может быть значительно большей, чем в механизме великого объединения, и доля выживающей при низкотемпературных процессах асимметрии тоже может быть большей, так как температура распада скалярных частиц может быть близка к температуре «рассасывания» асимметрии; эта последняя температура может быть больше при наличии высокой барионной плотности (Феррер, де ла Инсера [19]). Не исключено также, что асимметрия, получающаяся при распаде скалярных частиц, такова, что $B \neq L$.

Генерация вещества из энтропии открывает совершенно новые возможности в построении космологических моделей. Эти возможности реализуются, в частности, в различных инфляционных сценариях, о чем будет много говориться на этой конференции, а также в «осциллирующих» моделях.

Вечная осциллирующая модель

Проблема барионной асимметрии дискутируется в контексте нестационарной эволюционирующей Вселенной. Но с использованием явления генерации вещества из энтропии возможна также квазистационарная осциллирующая модель.

Предложения:

Космологическая постоянная, сколь угодно малая по абсолютной величине, отрицательна $\Lambda < 0$. Плотность энергии вакуума $\epsilon = \Lambda/8\pi G < 0$, $P = -\epsilon > 0$. Пространственная геометрия – плоская в среднем и открытая.

Неравенство $\epsilon < 0$ может порождаться, например, непertурбативным смешиванием вырожденных состояний вакуума.

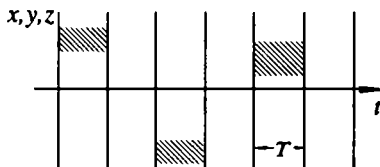
Цикл расширения – сжатия Вселенной при $\epsilon < 0$ конечен, а именно, его длительность

$$T = \frac{2\pi}{3} \left(\frac{8\pi}{3} G |\epsilon| \right)^{-1/2},$$

что следует из

$$\left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = \frac{8\pi}{3} G \left(\frac{\text{const}}{a^2} + \epsilon \right).$$

Хотя большая часть четырехмерного объема очень нерегулярна из-за неустойчивости коллапса, но по закону случая должны иногда возникать более регулярные «оазисы» (заштрихованные на рисунке), в которых условия близки к наблюдаемым в нашей окрестности. Число таких оазисов бесконечно.



Полувечная модель

Замкнутая модель: топологически S_3 .

1) Допустимо $\varepsilon = 0$; максимальный радиус Вселенной в n -ом цикле $R_n \sim T_n \sim S_n \rightarrow \infty$ при $n \rightarrow \infty$. Здесь S_n полная энтропия Вселенной в n -ом цикле.

2) Если $\varepsilon < 0$, то при больших n картина похожа на вечную модель: $\varepsilon < 0$; $T_n \rightarrow \text{const}$, $R_n \sim S_n^{1/3} \rightarrow \infty$ при $n \rightarrow \infty$.

В «полувечной» модели существует «начало мира» при $t = 0$ (в частности, в случае геометрии S_3). В этой модели можно также рассматривать эволюцию Вселенной при $t < 0$. При этом имеет место «поворот стрелы времени». Предполагаем, что в точке $t = 0$ Вселенная находится в состоянии ложного вакуума. Энтропия при этом $S = 0$, т.е. *минимальна* и возрастает в обоих направлениях оси времени! Что эта формальная возможность означает с философской точки зрения, я не знаю. Аналогичная картина, но сингулярная при $t = 0$ ($a \sim \sin(kt)$) имеет место в замкнутой модели с отрицательной пространственной кривизной (предполагается при $t = 0$ истинный вакуум с $\varepsilon < 0$). В случае пространственной геометрии T_3 (рассматривалась Зельдовичем и Старобинским) начало мира уходит в $t = -\infty$, классическое решение оказывается экспоненциальным.

$$a \sim \exp(Ht)$$

(так же, как в случае S_3 , – предполагается состояние ложного вакуума); такая модель может быть полувечной, если в состоянии истинного вакуума $\varepsilon < 0$.

Литература

- [1] Н. Alfvén, *Physics Today* **24**, 28 (1971).
- [2] S.W. Hawking, *Common Math. Phys.* **43**, 199 (1975).
- [3] I.D. Novikov, A.G. Polnarev, A.A. Starobinsky, and Ya.B. Zeldovich, *Astron. and Astrophys.* **80**, 104 (1979).
- [4] S. Weinberg, *Lectures on Particles and Fields*, ed. S. Deser and K. Ford (Prentice-Hall, Englewood cliffs, N.Y., 1964) p.482.
- [5] А.Д. Сахаров, *Письма в ЖЭТФ* **5**, 32 (1967).
- [6] В.А. Кузьмин, *Письма в ЖЭТФ* **13**, 335 (1970).
- [7] T.D. Lee and C.N. Yang, *Phys. Rev.* **98**, 1501 (1955).
- [8] В.Б. Брагинский, В.И. Панов, *ЖЭТФ* **61**, 873 (1971).
- [9] G. 'tHooft, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 8 (1976); *Phys. Rev. D* **14**, 3432 (1976).
- [10] S. Dimopoulos and L. Susskind, *Phys. Rev. D* **18**, 4500 (1978).
- [11] A.D. Linde, *Phys. Lett. B* **100**, 37 (1981).
- [12] R.F. Klinkhamer and N.S. Monton, *Phys. Rev. D* **30**, 2212 (1984).
- [13] V.A. Kuzmin, V.A. Rubakov, and M.E. Shaposhnikov, *Phys. Lett. B* **155**, 36 (1985); **191**, 171 (1987).
- [14] А.Ю. Игнатъев, Н.В. Красников, В.А. Кузьмин, А.Н. Тавхелидзе, *Изв. Межд. Конференции по нейтрину, 1977, М.: Наука* (1978); *Phys. Lett.* **41**, 281 (1978).
- [15] M. Yoshimura, *Phys. Rev. Lett.* **41**, 281 (1978).
- [16] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 850 (1979).

- [17] L. Affleck and M. Dine, Nucl. Phys. B **249**, 361 (1983).
 [18] A.D. Linde, Phys. Lett. B **160**, 243 (1983).
 [19] E.J. Ferrer, V. de la Incera, *Baryon Asymmetry in Highdense Postinflationary Universe*, Moscow, Preprint FIAN №223, 19 (1988).

КОММЕНТАРИИ К СТАТЬЯМ 23–27

1. А.Д.Сахаров (Coll, с. 62,63)

а. Нарушение CP -инвариантности, C -асимметрия и барионная асимметрия Вселенной (статья 23).

В этой работе высказано предположение о происхождении наблюдаемой барионной асимметрии Вселенной $A = N_B/N_\gamma \sim 10^{-9}$ из начального зарядово-симметричного состояния в результате неравновесных процессов на ранней стадии расширения «горячей» Вселенной с нарушением CP -инвариантности и барионного заряда. Нарушение CP -инвариантности было открыто экспериментально незадолго до написания работы. Нарушение барионного заряда постулировано в этой работе, при этом был предположен конкретный механизм, обеспечивающий сохранение «комбинированного заряда» $3B + L$.

В работе указано, что вследствие CPT -симметрии в стационарных условиях барионная асимметрия не может возникнуть, поэтому существенны отклонения от равновесия, обусловленные космологическим расширением. Комбинированный закон сохранения фермионов (при разрешенных превращениях кварки – лептоны) приводит к гораздо большим временам жизни протона при той же массе кварк-лептонного бозона, чем предсказывается гранд-симметрией SU_5 , O_{10} и т.п. Поэтому, если будет обнаружен распад протона со временем жизни порядка 10^{30} лет, моя гипотеза комбинированного закона сохранения должна быть оставлена.

В работе высказана также идея космологической CPT -симметрии относительно точки фридмановской сингулярности. Такая симметрия включает изменение направления течения энтропийного времени. «Поворот стрелы времени» снимает известный с конца XIX века парадокс обратимости. При $t < 0$ в статистических уравнениях производные по времени входят с обратным знаком, а при $t > 0$ – с нормальным, т.е. в космологической теории восстанавливается присущая уравнениям движения симметрия двух направлениям движения симметрия двух направлений времени также для неравновесных процессов (включая процессы жизни).

Из космологической CPT -симметрии следует исчезновение токов в момент сингулярности. Поэтому Вселенная должна быть нейтральна по всем сохраняющимся зарядам. Именно это соображение послужило исходным пунктом моей работы.

Несохранение барионного заряда в 1964 году предложил С. Вейнберг, он также указал на возможную связь с барионной асимметрией. Но в его работе не была указана роль эффектов нестационарности.

б. Барионная асимметрия Вселенной (статья 27).

В 1978 г. Йошимура вновь выдвинул идею возникновения барионной асимметрии благодаря нарушению CP -инвариантности и нарушению барионного заряда в единой теории сильных, слабых и электромагнитных взаимодействий (схемы типа SU_5 , в которых протон нестабилен относительно реакции $p \rightarrow e^+ + \pi^0$). В своей работе я развиваю идеи, высказанные мной в 1967 году. Предполагается существование комбинированного закона сохранения $3B + L$. Согласно оценке, $A = N_B/N_\gamma$, – не зависит в явной форме от массы

кварк-лептонного бозона, но требует наличия кварков или бозонов Хиггса с массами того же порядка. Оценки проведены для модели теории, сильно отличающейся в ряде отношений от схемы типа SU_5 (есть комбинированный закон сохранения $3B + L$, постулировано три типа кварк-лептонных бозонов). В работе содержатся соображения относительно многолистной модели Вселенной (в измененном по сравнению со [статьей 30] смысле, т.е. с отличной от нуля космологической постоянной). При равных нулю кривизне и инвариантном заряде статистические характеристики (например, A) повторяются от цикла к циклу и могут быть определены из этого требования.

2. А.Д. Сахаров (В-1, часть I, гл.18, с.328)

Свидетельством начального горячего состояния Вселенной является так называемое «реликтовое (т.е. остаточное) излучение»: приходящее из космоса микроволновое тепловое радиоизлучение, открытое Пензиасом и Вильсоном примерно в то самое время, когда я отдал свою исходящую из холодной модели работу в печать. История открытия реликтового излучения и вообще горячей модели – очень драматична, я не буду ее тут касаться, отослав читателя к ряду прекрасных книг, в их числе Стивена Вейнберга «Первые три минуты», к дополнениям редактора русского перевода этой книги Зельдовича; и к его собственным книгам, написанным совместно с И.Д. Новиковым. Укажу лишь, что первоначальная идея горячей Вселенной принадлежит Гамову.

В своей следующей космологической работе я уже исходил из горячей модели и из следующего многозначительного факта – во Вселенной имеется так называемая «барионная асимметрия», т.е. насколько мы можем видеть, только барионы и нет антибарионов. При этом, что особенно требует объяснения, барионов гораздо меньше, чем фотонов реликтового излучения, – примерно одна стомиллионная или даже миллиардная доля. Тут мне опять потребуются пространные разъяснения.

Напоминаю прежде всего, что барионы – это собирательное название для протонов и нейтронов (а также для некоторых нестабильных частиц, образующихся из протонов и нейтронов при столкновении частиц высоких энергий). Подобно тому, как у электронов существует «античастица» – позитрон с противоположным знаком электрического заряда, так и у протонов и нейтронов существуют античастицы – антипротоны и антинейтроны, вместе – антибарионы. Антипротон обладает обратным по отношению к протону знаком электрического заряда, у антинейтрона (и антибариона) – обратен знак магнитного момента. Более существенно, однако, другое свойство, общее для всех античастиц – они «аннигилируют» при взаимодействии с частицами (аннигилируют – взаимно уничтожаются). При этом образуются гамма-кванты, пи-мезоны и другие частицы меньших и нулевых масс. Разность числа барионов и числа антибарионов в какой-либо системе называется «барионный заряд». Например, массовое число атомного ядра (сумма числа протонов и числа нейтронов) есть по этому определению барионный заряд ядра.

До недавнего времени считалось, что при всех процессах в природе барионный заряд сохраняется. Закон сохранения энергии и закон сохранения электрического заряда допускают распад протона на позитрон и какие-либо легкие частицы (гамма-кванты, нейтрино и т.п.). Но весь повседневный опыт свидетельствует о том, что этого не происходит (или происходит крайне редко). Экспериментальный предел для вероятности этого процесса очень низок. В тонне вещества содержится примерно 10^{30} барионов. Можно утверждать, что за год в одной тонне распадается меньше одного бариона. (Добавление 1987 г. Теперь этот предел еще уменьшился в десять раз.) Если бы распадался ровно один барион в год, то за все время существования Вселенной (10 миллиардов лет) в кубе со стороной один километр распалась бы крупинка в $1/4$ миллиметра диаметром – еле видная глазом.

Экстраполируя эту потрясающую стабильность, физики сделали вывод, что существует абсолютный закон сохранения барионного заряда.

Именно на этот закон, казавшийся почти неизбежным, и посягнул я в своей работе.

Возвратимся опять к космосу.

Как я уже упомянул, в настоящее время, по-видимому, в наблюдаемой части Вселенной гораздо больше фотонов реликтового излучения (их около 400 в см^3), чем барионов (в среднем 10^{-5} – 10^{-6} в см^3), и – но это уже в какой-то мере предположение – совсем нет антибарионов. Что было раньше, на ранней стадии расширения Вселенной? Легче всего экстраполировать назад фотоны. Их общее число при расширении мало меняется, но меняется, конечно, их плотность (число фотонов в единице объема) и, что очень важно, средняя энергия фотонов, т.е. температура фотонного газа. Изменение температуры (энергии частиц) при изменении объема – это то самое явление, которое мы наблюдаем при накачивании автомобильной шины. Воздух при сжатии нагревается, а при расширении – охлаждается. То же самое происходит с фотонным газом. Поэтому на ранних стадиях его температура была гораздо выше.

Уменьшение энергии фотонов при расширении Вселенной называется космологическим красным смещением. Название связано с тем, что энергия фотонов видимого света максимальна у фиолетового конца спектра и минимальна у красного конца. Поэтому при уменьшении энергии фотонов спектральные линии «смещаются» к красному концу спектра. Именно наблюдение в 1927 году Хабблом и Хьюмансоном смещения спектральных линий в спектрах, испускаемых галактиками, стало наблюдательной основой теории расширения Вселенной. Чем дальше от нас сейчас свет и тем сильнее поэтому красное смещение. На тех стадиях, когда энергия фотонов превосходила энергию, требуемую для образования пары барион + антибарион, барионы и антибарионы должны были присутствовать, причем в количествах, равных количеству фотонов в том же объеме (с точностью до постоянного численного множителя порядка единицы). В результате в предположении сохранения барионного заряда и полной барионной асимметрии сегодня имеем в некотором объеме Вселенной (числа условные, для иллюстрации):

Сейчас:

	Фотонов	Барионов	Антибарионов
	100 000 000	1	0
На горячей стадии добавляется	100 000 000	пар барионов	и антибарионов
	Фотонов	Барионов	Антибарионов
	100 000 000	100 000 001	100 000 000

Трудно представить себе, чтобы приведенные в последней строчке числа были «заданными природой» начальными условиями. Они в таком качестве «режут глаз», «этого не может быть». Именно это обстоятельство (как видит читатель, из области интуиции, а не дедукции) и было исходным стимулом для многих работ по барионной асимметрии, в том числе и моей.

Предложенные гипотезы распадаются на три группы (первые две – в предположении сохранения барионного заряда, третья – в предположении его нарушения).

Первая группа гипотез (Альфвен, Омнес и другие) предполагает, что во Вселенной существуют области достаточно большие, в которых в настоящее время есть только барионы; и другие столь же большие области, где есть только антибарионы, т.е. Вселенная как бы пятнистая. В среднем во Вселенной ровно столько же барионов, сколько антибарионов. Размер областей, чтобы не прийти к противоречию с наблюдениями, надо предположить достаточно большим, скажем, это часть пространства, приходящаяся на одну галактику. Например, наша галактика и прилегающая к ней область содержит барионы, а туманность Андромеды, возможно, – антибарионы.

Далее предполагается, что на ранней стадии расширения Вселенной она была вся барионно-нейтральной; пятнистость возникла потом, в результате каких-то (у разных авторов разных) процессов пространственного разделения.

В этой группе гипотез («симметричная с разделением») возникают большие трудности, главная из них та, что не было найдено сколько-нибудь эффективного механизма пространственного разделения барионов от антибарионов.

Предложенные до середины 70-х годов разными авторами макроскопические механизмы разделения вещества и антивещества могли функционировать лишь в крайне разреженной среде и были неэффективны.

Вторая группа гипотез, по существу, возвращает нас к холодной модели. В начальном состоянии есть только барионы (точней, кварки); температура равна нулю, потом, на все еще ранних стадиях, происходит нагрев из-за каких-то неравновесных процессов с выделением огромного количества фотонов порядка ста миллионов на один барион. Образуются избыточные пары барион – антибарион, затем они аннигилируют и остаются те же барионы, с которых все началось, и реликтовые фотоны. Интересный вариант этой гипотезы – выделение тепла и фотонов за счет перестройки симметрии вакуума.

Третьей группе гипотез начало положено, по-видимому, мной (подробней, однако, смотри ниже, в вопросах приоритета всегда существуют нюансы). В 1966 году я высказал предположение о возникновении наблюдаемой барионной асимметрии Вселенной (и предполагаемой лептонной асимметрии) на ранней стадии космологического расширения из зарядово-нейтрального начального состояния, содержащего равное число частиц и античастиц. Работа была опубликована в 1967 году («Письма в ЖЭТФ», 32, 1967).

Такой процесс возможен, только если:

1) закон сохранения барионного заряда (и лептонного) не является точным и нарушается при высоких температурах на ранней стадии космологического расширения (причем так, что не возникает противоречия с наблюдаемым большим временем жизни бариона при обычных температурах!);

2) различны вероятности образования частиц и античастиц при неравновесных процессах при начальном зарядово-асимметричном состоянии.

Начну с обсуждения второй предпосылки. В 1966 году она уже не была гипотезой, а следовала из сенсационных экспериментов по распаду нейтральных ка-мезонов, осуществленных двумя годами ранее Крониным, Кристенсенем, Фитчем и Терлеем. Обнаруженный ими распад долгоживущего нейтрального ка-мезона (ка-лонг) на два пи-мезона свидетельствовал о нарушении CP -инвариантности (я ниже разъясню этот термин и связь с различным образованием частиц и античастиц). До указанных авторов распад ка-лонг на два пи-мезона пыталась обнаружить группа советских физиков во главе с Подгорецким, но у них в распоряжении был слишком слабый пучок ка-мезонов, и они смогли установить лишь верхний предел вероятности искомого распада, равный, по их оценкам, примерно одной сотой от полной вероятности распада (пишу по памяти). Потом оказалось, что искомый эффект составляет около одной пятисотой. Подгорецкий и его товарищи были так близки от цели!

Открытые нарушения CP -инвариантности завершило тот путь пересмотра законов симметрии при «отражениях», который был начат в 1956 году Ли и Янгом (оба они – китайцы по происхождению, работали в США). За работу 1956 года им была присуждена Нобелевская премия. С точки зрения психологии научной работы интересно, что одновременно со статьей по «отражениям» они проводили изящные и трудоемкие вычисления по другой, гораздо менее известной работе по статистической физике и уделяли ей не меньше внимания. Янгу – совместно с Миллсом – принадлежит еще одна фундаментальная работа о так называемых калибровочных полях). До Ли и Янга в физике элементарных

частиц считалось самоочевидным и бесспорным, что существует три точных дискретных симметрии (слово «дискретная» тут антитеза слова «непрерывная». Пример непрерывной симметрии – симметрия относительно вращения шара или цилиндра).

1) Симметрия относительно так называемого P -отражения (пространственного), эквивалентного отражения в зеркале (т.е. предполагалось, что все, что мы видим в зеркале, может происходить и в реальном мире).

2) Симметрия относительно C -отражения, отображающего частицы в античастицы. Другое название C -отражения – зарядовое сопряжение, так как заряды (электрический, барионный, лептонный) частиц и античастиц противоположны. Все процессы с участием античастиц, согласно этому предположению, должны происходить так же, как процессы с частицами.

3) Симметрия относительно T -отражения, меняющего направление процесса на обратное, превращающего, например, распад частицы на две частицы в их слияние.

Идея Ли и Янга была необыкновенно смелой и плодотворной. Они высказали мысль, что все эти симметрии являются приближенными; в особенности они подчеркнули, что в слабых взаимодействиях, возможно, сильно нарушаются P -симметрия и C -симметрия, а в сильных, гравитационных и электромагнитных взаимодействиях симметрии не нарушаются. Эта идея имела огромное значение для всей физики элементарных частиц, стимулировала множество экспериментальных и теоретических исследований.

Еще за несколько лет до этого Паули и Людерс установили, что из основных принципов квантовой теории поля следует симметрия относительно совместного преобразования C, P и T (так называемая CPT -симметрия). Затем этот вывод был сильно подкреплён другими авторами. Поэтому физики имеют некий рубеж, дальше которого им, по всей вероятности, отступить не придется. Но сначала была сделана попытка «закрепиться на промежуточном рубеже». Ряд авторов, среди них Ландау и Салам, высказали предположение, что точной симметрией является «комбинированная симметрия» CP . Предпосылка, из которой при этом исходил Ландау – равенство нулю массы нейтрино, – по-видимому, неправильна. Но сама идея оказалась плодотворной, и вскоре на ее основе была построена теория слабых взаимодействий (для процессов с изменением заряда частиц, в частности – бета-распада), хорошо согласующаяся с опытом.

CP -симметрия (или инвариантность – это синоним) означает, что любой процесс с античастицами происходит так же, как процесс с частицами, если античастицы расположены и движутся в пространстве зеркально-симметрично по сравнению с частицами. Как следствие, полная вероятность любой реакции превращения частиц одинакова для частиц и античастиц (таким образом, для проблемы барионной асимметрии следствия CP -симметрии были бы такими же, как C -симметрии).

Между тем, червь сомнения, порожденный Ли и Янгом, продолжал свою работу... Началась проверка «комбинированной CP -симметрии (можно сказать, частично комбинированной, если CPT -инвариантность называть полно комбинированной). При этом одновременно решалась судьба T -инвариантности – в силу CPT -теоремы Паули – Людерса, либо одновременно и CP - и T -симметрии точные, либо обе эти симметрии приближенные.

Физики усиленно искали явления, в которых происходит нарушение CP -симметрии и T -симметрии. Как я уже писал, таким явлением оказался распад ка-лонг-мезона на два пи. Я не буду объяснять, почему этот распад свидетельствует о нарушении CP -симметрии. Через несколько лет было открыто другое явление, где нарушение CP -симметрии и отличие частиц от античастиц проявляется более наглядно. Среди многих способов распада ка-лонг-мезона существуют два способа (как говорят – два канала), являющиеся CP -или C -отражением друг друга – распад на пи-плюс-мезон, электрон и нейтрино и на

пи-минус-мезон, позитрон и антинейтрино (мы будем интересоваться полными вероятностями каждого канала, поэтому CP - и C -симметрии для нас эквивалентны).

Оказалось, что полные вероятности распада по этим двум каналам отличаются на 0,6%! Это как раз эффект того типа, который был мне необходим для объяснения возникновения барионной асимметрии Вселенной из нейтрального состояния.

Первая известная мне работа, в которой обсуждаются следствия сохранения CPT -симметрии и нарушения CP - и C -симметрии, принадлежат Соломону Окубо. Он (с конкретными примерами) формулирует следующие утверждения.

Пусть некое состояние (частица) A распадается по нескольким каналам B_1, B_2 и т.д., а зарядово-сопряженное состояние \bar{A} (античастица) распадается по зарядово-сопряженным каналам B_1, B_2 и т.д. Тогда:

1) Из CPT -симметрии следует, что масса A равна массе \bar{A} , и полная вероятность распада A равна полной вероятности распада \bar{A} (полная вероятность – сумма вероятностей распада по всем возможным каналам).

2) Нарушение CP -симметрии приводит к тому, что вероятности распада по каналам могут быть различны для частиц и античастиц, т.е. вероятность канала B_1 не равна вероятности канала B_2 и т.д.

Именно эти два утверждения, наряду с нарушением барионного заряда, легли в основу моей работы. На экземпляре работы, который я подарил в 1967 году Евгению Львовичу Фейнбергу, я написал такой эпиграф:

*Из эффекта С.Окубо
при большой температуре
для Вселенной сшита шуба
по ее кривой фигуре.*

Перехожу теперь к обсуждению второй предпосылки работы – к нарушению барионного заряда.

В отличие от только что обсужденной она являлась гипотезой, причем, как я уже отмечал, такой, которая шла вразрез с установившимися в науке тех лет убеждениями. Отчасти поэтому моя работа тогда привлекла мало внимания.

В хорошей книге Зельдовича и Новикова (вышедшей в свет в 1975 году!) есть параграф, посвященный гипотезе нарушения барионного заряда и объяснению с ее помощью барионной асимметрии Вселенной. Общее отношение – определенно отрицательное.

Когда я писал свою работу, я знал о предложении Ли и Янга попытаться обнаружить на опыте поле, обусловленное барионным зарядом (мне рассказал об этом предложении Я.Б.Зельдович). Наличие такого поля явилось бы подтверждением сохранения барионного заряда, подобно тому, как наличие у электрически заряженных тел кулоновского электрического поля является «гарантом» сохранения электрического заряда. Аналогично – гравитационное поле, существующее в окрестности любой системы тел (на «бесконечности»), однозначно связано с сохраняющейся массой системы (или энергией, по формуле Эйнштейна). В общем, из самого факта существования дальнедействующего поля (т.е. убывающего обратно пропорционально квадрату расстояния) следует, что оно вызвано какой-то сохраняющейся субстанцией. Обратное заключение – что отсутствие поля означает отсутствие соответствующей сохраняющейся величины – не является логически обязательным, но оно весьма правдоподобно.

По существу, независимость ускорения свободного падения тел от их химического состава, которую проверял Галилей, бросая разные предметы с Пизанской башни, одновременно указывает на отсутствие барионного поля. Эти опыты Галилея явились началом современной экспериментальной науки, в этом их историческом значении. Теперь, с

высоты знаний XX века, мы можем сказать, что Галилей закладывал основы теории тяготения Эйнштейна (принцип эквивалентности инертной и тяготеющей массы) и проверял, существуют ли не гравитационные и не электрические силы дальнего действия – что, в частности, имеет отношение к проблеме барионного заряда. Заметим, что если бы обнаружилось различие ускорений, это имело бы большие последствия. И всегда есть опасность (или надежда), что при дальнейшем уточнении что-нибудь обнаружится. Опыты Галилея подвергались уточнению много раз. Вскоре после него – Ньютоном, использовавшим маятники из разных материалов. В нашем веке – в опытах Этвеша, затем Дике, и наконец – Брагинского и Панова, со все возрастающей точностью, достигшей у Брагинского и Панова 10^{-12} – 10^{-13} (по-прежнему с негативным результатом).

Я узнал совсем недавно, что в 1964 году (т.е. до меня, так же как Янга и Ли) Стивен Вейнберг, исходя из отсутствия барионного поля, предложил, что барионный заряд не сохраняется. Он также обсуждал возможную связь этого с космологией. В своей популярной книге (1977 год) о космологии «Первые три минуты» – я уже отсылал к ней читателя – Вейнберг не упоминает о своей гипотезе, видимо, не придавая ей значения.

Я должен сказать, что в работе 1967 года я предложил конкретный механизм нарушения барионного заряда, который, по-видимому, не имеет отношения к действительности. В 1970 году появилась интересная работа по проблеме возникновения барионной асимметрии Вадима Кузьмина (со ссылкой на мою работу), затем – работа Пати и Салама, в которых предлагались другие гипотезы относительно механизма нестабильности протона. Они также, по-видимому, не соответствуют природе. Важный принципиальный шаг был сделан Джорджи и Глешоу в 1974 году.

В своей статье Джорджи и Глешоу развивают успех работ Глешоу, Вейнберга и Салама, в которых были объединены в единой теории слабые и электромагнитные взаимодействия элементарных частиц. Джорджи и Глешоу предложили первый (и очень интересный) вариант того, что теперь называется GUT (Grand Unification Theory, Теория Великого Объединения), с объединением сильных и электромагнитных взаимодействий, оставив за бортом только гравитацию. К этому времени утверждалось представление о структуре барионов, как составных частицах, состоящих из трех «более элементарных» частиц – кварков (соответственно антибарион состоит из античастиц – антикварков). В теории кварки и лептоны (собирательное название электрона и нейтрино) рассматриваются на равных правах и могут превращаться друг в друга. Следствие этого – возможность реакций с изменением барионного заряда. Например, протон может распадаться на позитрон и два фотона. Процесс распада происходит с образованием на промежуточной стадии так называемого икс-бозона (а также иных аналогичных по свойствам тяжелых скалярных и векторных частиц, для краткости будем говорить только об икс-бозонах; поясним, что векторными называются поля, которые могут существовать в разных состояниях поляризации, электромагнитное поле – простейший пример, а скалярными – подобные звуку, не обладающие свойством поляризации).

Вероятность этой реакции распада чрезвычайно мала. Дело в том, что масса кварка заведомо меньше массы икс-бозона. Поэтому эта реакция не происходит в обычном (классическом) смысле слова. Происходит лишь некое малое «раскачивание» той степени свободы вакуума, которая соответствует икс-бозону. Даже слабая ручка маленького ребенка (кварка) может слегка раскачать язык огромного колокола, но амплитуда этого колебания будет тем меньше, чем больше масса языка (икс-бозона). Согласно теории, вероятность реакции обратно пропорциональна массе икс в четвертой степени. Джорджи и Глешоу из некоторых соображений оценили массу икс-бозона, потом эти оценки неоднократно уточнялись. По этим оценкам масса икс превосходит массу протона в 10^{15} раз (т.е. необыкновенно велика по масштабам микромира), и соответственно время жизни протона

равно 10^{31} лет, т.е. в 10 раз больше существовавшего тогда экспериментального предела. Если бы удалось подтвердить предсказание о распаде протона, это было бы величайшим триумфом теории Джорджи и Глешоу, всей современной теории элементарных частиц! Сейчас запланированы крупномасштабные опыты с целью обнаружить распад протона в большой массе чистой воды с помощью счетчиков излучения Черенкова. Чтобы избежать помех от космических лучей, эти опыты следует проводить глубоко под землей. Есть также не вполне уверенные показания, что два случая распада протона уже наблюдались в подземных экспериментах индийско-японской экспериментальной группы в глубокой шахте недалеко от Бангалора. (*Добавление 1987г.* Сейчас предел для времени жизни протона значительно повышен до величины порядка 10^{31} лет или еще выше, что уже почти исключает первоначальную схему Джорджи и Глешоу; но современные суперсимметрические теории дают гораздо большее время жизни.)

Распад икс-бозона может происходить по двум каналам – на антикварк и позитрон или на два кварка; соответственно анти-икс может распадаться на кварк и электрон или на два антикварка. Это та самая ситуация, о которой писал Окубо. Суммарная вероятность распада икс равна суммарной вероятности распада анти-икс. Но при распаде икс образуется больше пар кварков, чем при распаде такого же количества антикварков и позитронов, чем кварков и электронов при распаде анти-икс. Существенно, что распад икс происходит неравновесно, с «запаздыванием». В противном случае барионная симметрия, по общим теоремам, не могла бы образоваться. (Нагляднее всего исходить из теоремы, установленной еще в XIX веке американским физиком Д. Гиббсом, согласно которой вероятность какого-либо состояния в равновесии однозначно определяется его энергией, одинаковой для частиц и античастиц в силу *CPT*-симметрии.) На дальнейших стадиях космологического расширения Вселенной происходит аннигиляция антикварков с кварками, затем – слияние избыточных кварков в барионы, а избыточные электроны еще позже входят в состав атомов. Так возникает вещество. Космологические следствия GUT были поняты большинством физиков не сразу.

Мне же, конечно, следовало сразу хватиться за GUT. К сожалению, я не сразу понял идеи GUT и не сумел принять участия в их развитии. Об одном своем заблуждении, сыгравшем тут роль, я расскажу чуть ниже.

В 1976 году я был на международной конференции по физике элементарных частиц в Тбилиси. В перерыве между докладами ко мне подошел один из иностранных участников и спросил, правда ли, что у меня есть работа, в которой я рассматриваю распад протона в предположении дробных зарядов кварков. Я сказал, что такая работа была у меня 10 лет назад, но что сейчас мне больше нравится теория Пати и Салама, в которой кварки обладают целым зарядом и поэтому нестабильны и ненаблюдательны. Мой собеседник вежливо раскланялся и отошел. А через день я понял, что я зря как бы отрекся от своей работы и зря высказался в пользу кварков с целыми зарядами.

На самом деле уже тогда можно было быть почти уверенным, что гораздо более красивая теория дробно заряженных кварков соответствует действительности. Дальнейшее развитие только подтвердило эту картину, включающую так называемую квантовую хромодинамику – динамическую теорию сильных взаимодействий. Согласно этой теории кваркам приписывается дополнительная степень свободы, называемая условно цветом – отсюда название. Квантовая хромодинамика (английское сокращение QCD) имеет большие успехи в описании масс адронов и других их свойств. Характерная ее особенность – удержание кварков: их нельзя извлечь из бариона или мезона, подобно тому, как электрон извлекается из атома. Причина – образование «струны», удерживающей кварк с силой, не падающей с расстоянием.

Я пытался найти своего собеседника на конференции в Тбилиси, чтобы исправить допущенный промах, но, не зная его фамилии, – не смог.

В 1977 году в докладе на международной конференции А.Ю. Игнатъев, Н.В. Красников, В.А. Кузьмин и А.Н. Тавхелидзе, в 1988-м – в получившей большую известность работе М. Йошимуры делают то, что мог бы сделать, но не сделал я – связывают теорию QCD с барионной асимметрией Вселенной. Эти работы произвели большое впечатление и вызвали множество новых исследований, в которых, в частности, была выяснена описанная роль частиц икс и других бозонов, так называемых скаляров Хиггса. Среди авторов: Кузьмин, Игнатъев, Шапошников, Красников, Вейнберг (S.Weinberg), Нанопулос (D.V.Nanopoulos), Тамвакис (K.Tamvakis), Сасскинд (L.Suskind), Димопулос (S.Dimopoulos), Тернер (M.Turner), Туссант (D.Toussant), Трейман (S.Treiman), Вилчек (F.Wilczek), Зи (A.Zee) и многие другие; я могу не знать некоторых авторов, многие работы.

После этих работ нестабильность протона, которая раньше рассматривалась как вероятный недостаток QCD, теперь стала ее важным преимуществом (я-то это понимал и раньше).

Появились и другие работы, в которых выявились новые аспекты связи физики элементарных частиц и космологии. Несомненно, эта связь – одна из примечательных особенностей современной науки. Сыграла ли моя работа 1967 года какую-либо роль в инициировании этого научного процесса? Прямых доказательств у меня нет. Йошимуре, видимо, моя работа была неизвестна. Но все же мне хотелось бы думать, что косвенно моя работа как-то повлияла на формирование научного мнения в те 10 лет, которые отделяют ее появление от работы Йошимуры.

В заключение я хочу рассказать об одном моем заблуждении, которое сильно помешало мне своевременно правильно оценить работу Джорджи и Глешоу и другие работы по QCD и барионной асимметрии и нашло отражение в моих работах.

В квантовой теории элементарных частиц известны два метода описания элементарных частиц со спином $1/2$ (фермионов). Один из этих методов, исторически первый, принадлежит Дираку, это «теория дырок», в которой античастицы рассматриваются как вакансии («дырки») в ненаблюдаемом море частиц отрицательной энергии. Другой метод – квантовой теории поля – рассматривает частицы и античастицы равноправно. Я считал, что необходимо ограничиваться такими теориями, в которых применимы оба метода, и они эквивалентны. Большинство теорий, рассматривавшихся до сих пор, удовлетворяли этому критерию. Из теории «дырок» следует закон сохранения общего числа фермионов, и никак нельзя допустить такого процесса, как распад икс-бозона на два кварка. Поэтому я с сомнением относился к теории Джорджи – Глешоу, а в качестве механизма распада протона предполагал распад на три лептона (каждый кварк превращается в лептон), с выполнением закона сохранения числа элементарных фермионов (кварков и лептонов). Но теперь (в момент, когда я это пишу) мне кажется, что все это построение – заблуждение. Нет никакого закона сохранения числа фермионов, так как опыты по проверке принципа эквивалентности не обнаруживают никакого поля, сопутствующего фермионам. А значит, не надо требовать эквивалентности «теории дырок» и метода квантовой теории поля. Наиболее правдоподобной тогда оказывается теория QCD с возможным распадом протона на позитрон (в некоторых вариантах теории – преимущественно мю-плюс-мезон) и гамма-кванты (но тоже без нового точного закона сохранения разности числа барионов и лептонов, который предполагается в некоторых вариантах QCD), и с объяснением барионной асимметрии Вселенной через распад бозонов по двум конкурирующим каналам в качестве главного механизма.

Обидно, что из-за этих (и других) заблуждений я не мог довести до конца одну из лучших своих работ!

У работы 1967 года, наряду с фотонно-барионным отношением, была и еще одна предпосылка – гипотеза о «космологической *CPT*-симметрии». Я предположил, что все процессы во Вселенной *CPT*-симметричны относительно точки бесконечной плотности. Это – один из возможных ответов на вопрос, что было до момента «начального» состояния бесконечной плотности. Дальнейшее обсуждение *CPT*-отражения – в моей работе, опубликованной в 1980 году. Космологическое *CPT*-отражение – это единственная возможность *тождественного* обращения времени, в соответствии с теоремой Паули – Людерса. Надо ли *требовать* именно тождественного обращения – отдельный вопрос, на который я не знаю ответа.

Из космологической *CPT*-симметрии с необходимостью следует точное равенство нулю начальных значений всех сохраняющихся зарядов (формальное доказательство – в статье 1980 года, но по существу это ясно и так) – тем самым – динамическое происхождение барионной асимметрии. Для меня именно эта предпосылка была главной. Теперь она уже не кажется мне таковой. По-прежнему будучи уверен в динамическом объяснении барионной асимметрии, я сомневаюсь в гипотезе *CPT*-отражения, более того, я считаю ее неверной.

Я считаю также теперь, что нарушение *CP*-симметрии не заложено в основных уравнениях теории, а есть следствие некой неустойчивости *CP*-симметрических решений, это так называемое спонтанное нарушение симметрии, предполагаемое теоретиками для очень многих свойств симметрии. Если это так, то во Вселенной могут возникнуть области с разными знаками *CP*-симметрии и соответственно – с разными знаками барионной асимметрии. Размеры барионных и антибарионных областей для согласия с наблюдениями должны быть гигантскими (миллиарды световых лет в нашу эпоху). Подчеркну, что это совсем другая картина, чем та, которая предполагалась в старых гипотезах с пространственным разделением вещества и антивещества из зарядово-нейтральной плазмы.

В модели замкнутой Вселенной суммарные объемы барионных и антибарионных областей в теории со спонтанным нарушением симметрии могут быть различными. В частности, не исключено, что наблюдаемая нами область охватывает всю Вселенную.

Несколько слов о дальнейшем развитии проблемы барионной асимметрии Вселенной. Возникновение барионной асимметрии, сопровождающееся нарушением закона сохранения барионного заряда, является абсолютной необходимостью в теории раздувающейся Вселенной. Даже если до раздувания плотность сохраняющегося барионного заряда была отлична от нуля, в ходе раздувания она уменьшилась бы до пренебрежимо малой величины, гораздо меньшей, чем наблюдаемая плотность. Сам факт существования барионной асимметрии свидетельствует об отсутствии в природе закона сохранения барионного заряда (сейчас это единственное свидетельство).

С другой стороны, объяснение образования барионной асимметрии в теории раздувающейся Вселенной встречается с некоторой трудностью. Ведь если образование избытка кварков над антикварками произошло до раздувания, то этот избыток тоже будет распределен на гигантский объем. Избыток кварков над антикварками обязательно должен образоваться после раздувания. Между тем совершенно не ясно, достаточно ли была высока после раздувания температура для того, чтобы могли образоваться икс-бозоны (в некоторых вариантах теории раздувания температура значительно мала). Возможный выход из этой трудности заключается в том, что барионная асимметрия может пережить опасный период в «скрытом» состоянии – в виде обладающих барионным зарядом скалярных частиц, существование которых предполагается в теории суперсимметрии (работа Я. Аффлека и М. Дайна).

В последние годы важными явились работы А.Ю. Игнатъева, В.А. Кузьмина и М.Е. Шапошникова. Основываясь на работе Хофта о нарушении барионного заряда в объединенной

теории электрослабого взаимодействия, они нашли, что такое нарушение происходит при температуре, гораздо меньшей, чем необходимо для образования икс-бозонов. При этом процессы превращения частиц происходят почти равновесно, барионная асимметрия, возникающая на более ранней стадии, уменьшается (с одновременным образованием избытка антинейтрино).

С гипотезой космологической *CPT*-симметрии связано название моей популярной статьи «Симметрии Вселенной», которую я написал в 1965 году по предложению редакции сборника «Будущее науки». Статью для сборника я писал одновременно со статьей для научного журнала, это было очень полезно для моей работы (все основные научные идеи пришли мне в голову, когда я писал популярную статью!!!). Но я не знаю, удался ли мой научно-популярный дебют. Боюсь, он был не очень понятен даже специалистам; во всяком случае, я не знаю никаких отзывов ученых на эту статью (хотя она была перепечатана одним немецким научно-популярным журналом).

Однажды, это происходило, по-видимому, в 1967 году, Зельдович и я возвращались после какого-то совещания на объект (т.е. возвращался я, а он уже ехал, вроде бы, в командировку). Мы проезжали в машине по тем же хорошо знакомым местам, по которым когда-то вез меня Ванников. Яков Борисович спросил, какая из моих чисто теоретических работ больше всего мне нравится. Я сказал: «Барионная асимметрия Вселенной».

3. В.А.Кузьмин

Как было впервые указано А.Д.Сахаровым [1], решение проблемы наблюдаемой асимметрии вещества-антивещества во Вселенной (барионной асимметрии Вселенной, БАВ) требует во всяком случае выполнения трех условий, а именно, должны существовать процессы, в которых, во-первых, не сохраняется барионное число (B), во-вторых, нарушаются C и CP , и, в-третьих, БАВ в этих процессах образуется, если они протекают в неравновесных условиях. Первые два условия целиком определяются физикой элементарных частиц, тогда как последнее условие требует весьма тонкого сочетания свойств элементарных частиц и их взаимодействий с динамикой расширяющейся Вселенной. Обычно трудно обеспечить выполнение как раз этого условия. В первых работах [2–8] развивался сценарий образования БАВ, основанный на распадах тяжелых частиц (бозонов) с массами $M_V > 10^{-3} M_{Pl}$. Преимуществом этого механизма является естественное выполнение требования неравновесности распадов, когда скорость распада V -мезонов много меньше скорости расширения при температурах $T \sim M_V$, $\Gamma_V \sim \alpha M_V \ll H(M_V) M_V^2 / M_{Pl}$. Здесь α – типичная постоянная тонкой структуры, значение которой из условия неравновесности должно быть ограничено сверху $\alpha \ll M_V / M_{Pl}$, что кажется вполне разумной величиной для моделей, построенных в рамках теорий великого объединения (ТВО).

Хотя эти первые попытки объяснения происхождения БАВ с помощью моделей ТВО были весьма успешными, теперь они нас не могут вполне удовлетворить. Поскольку необходимое нарушение CP имеет место только в процессах с несохранением барионного числа, а в настоящее время нет уже почти никаких надежд обнаружить экспериментально распад протона, эти взаимодействия, нарушающие симметрию сильных и электрослабых взаимодействий, становятся непосредственно не наблюдаемыми. Единственным (хотя и веским!) свидетельством их существования в природе остается барионная асимметрия. Это, однако, еще не является возражением. Серьезная проблема возникает в контексте инфляционных сценариев развития Вселенной. Именно, после инфляции трудно обеспечить нагревание Вселенной до температур, необходимых для термализации тяжелых бозонов при допустимо малых флуктуациях плотности. Наконец, в последние годы было осознано, что аномальные электрослабые процессы, не сохраняющие барионное число, оказываются подавленными (при $T = 0$ фактор подавления составляет примерно $\exp(-4\pi/\alpha_W)$)

при высоких температурах [9] и могут уничтожить [9–12] любую барионную асимметрию с $B = L$ (B и L – барионное и лептонное числа, соответственно), образованную при температурах выше M_W/α_W в рамках минимальных моделей ТВО, как, например, $SU(5)$ или $SO(10)$. (Хотя построение теорий с несохранением $B - L$ и образованием ненулевого избытка $B - L$ и возможно, такие модели представляются весьма искусственными). Это может оказаться еще одним крайне сильным ограничением для любой модели высокотемпературного бариогенезиса, если только барионная асимметрия не образуется в собственно аномальных электрослабых процессах с несохранением барионного числа [9,11,12].

В настоящее время существует ряд моделей низкотемпературного бариогенезиса [11, 12–17]. Помимо прочего, эти модели выгодно отличает их (экспериментальная) проверяемость, по-видимому, в не очень отдаленном будущем, в экспериментах по поиску несохранения барионного (фермионного) числа на ускорителях и нарушения CP , приводящего к существованию у частиц электрического дипольного момента. Главная трудность в построении таких моделей состоит, как отмечалось, в обеспечении неравновесности в протекании соответствующих процессов во Вселенной в подходящее время. При низких температурах скорость расширения Вселенной много меньше скорости взаимодействия между частицами. Тем не менее, отклонение от равновесия может иметь место для долгоживущих частиц (скажем, гравитино) или в случае, если фазовый переход в электрослабых взаимодействиях с нарушением симметрии $SU(2) \times U(1)$ во Вселенной был переходом первого рода.

Наиболее интересными и обещающими представляются попытки объяснения происхождения БАВ в рамках стандартной теории электрослабых взаимодействий. Стандартная модель обладает всеми необходимыми ингредиентами [1] для генерации БАВ. Действительно, аномальные процессы с несохранением B являются весьма сильными при высоких температурах [9,10]. Во-вторых, в модели содержится CP -нарушение, следующее из смешивания Кабаяши – Маскава. И, наконец, сильные отклонения от термодинамического равновесия в протекании процессов во Вселенной возникают во время фазового перехода (если это переход первого рода!), связанного с нарушением симметрии $SU(2) \times U(1)$. Сценарий образования БАВ в рамках электрослабой модели был предложен в работах [11]. Согласно этому сценарию, БАВ образуется в фазовом переходе первого рода вследствие распада конденсата Черна – Саймонса, который мог быть образован динамически в фазе с ненарушенной калибровочной симметрией при высоких температурах. В этом случае знак барионной асимметрии связан со знаком нарушения CP в распадах К-мезонов, а величина БАВ оказывается порядка α_W^3 .

Вопрос о существовании конденсата Черна – Саймонса в горячей фазе остается открытым, поэтому представляет интерес исследование возможности генерации БАВ в рамках электрослабой теории без предположения о существовании конденсата. В работах [11] представлены аргументы в пользу того, что наблюдаемое значение БАВ может быть получено в рамках расширенной электрослабой модели с несколькими хиггсовскими скалярными дублетами. Наконец, недавно было показано [18], что образование БАВ является неизбежным следствием расширенных версий электрослабой модели, если в хиггсовском секторе модели присутствует CP -нарушение, а космологический фазовый переход с нарушением симметрии $SU(2)$ является переходом первого рода. Величина асимметрии при этом оказывается порядка α_W^4 , умноженной на фактор нарушения CP и поделенной на число безмассовых степеней свободы частиц при этой температуре, что весьма близко к наблюдаемому значению.

Что касается интересовавшей А.Д. возможности построения теории образования локального избытка барионов, соответствующие модели со спонтанным нарушением CP , приводящие к возникновению доменов вещества и антивещества при равном нулю пол-

ном барионном заряде Вселенной, рассматривались в [19–21]. Нужно отметить, однако, что простые варианты таких теорий сталкиваются с двумя следующими проблемами: 1) как получить домены допустимых размеров, и 2) как быть с доменными стенками; дело в том, что доменная структура вакуума приводит к существованию массивных доменных стенок, радикально меняющих космологическую эволюцию Вселенной и, как следствие, приводит к противоречию с наблюдениями, если размер домена меньше космологического горизонта. Первая проблема естественным образом решается в рамках инфляционных моделей. Решение второй было предложено в [20,21]. Достаточно, чтобы спонтанное нарушение CP имело место только в период генерации БАВ. Тогда можно построить модели [20,21], в которых спонтанное нарушение CP , а следовательно, доменные стенки, исчезают к настоящему времени. Поскольку, как известно, нарушение CP имеет место и при нулевой температуре, в таких моделях наряду со спонтанным имеет место также и явное нарушение CP -четности. Таким образом, эти модели предсказывают не только существование доменов вещества-антивещества, но и пространственные вариации величины барионной асимметрии, т.е. изотермические возмущения плотности, величина которых зависит от соотношения между спонтанным и явным нарушением CP ¹.

Литература

- [1] А.Д. Сахаров, Письма в ЖЭТФ 5, 32 (1967); см. также [2].
- [2] В.А. Кузьмин, Письма в ЖЭТФ 13, 335 (1970).
- [3] A.Yu. Ignatiev, N.V. Krasnikov, V.A. Kuzmin, and A.N. Tavkhelidze, Proc. Int. Conf. Neutrino-77, 2, (Nauka, Moscow, 1978) p.293; Phys. Lett. B 76, 436 (1978).
- [4] M. Yoshimura, Phys.Rev.Lett. 41, 281 (1978); 42, 476 (1979).
- [5] S. Dimopoulos and L. Susskind, Phys. Rev. D 18, 4500 (1978).
- [6] J. Ellis, M.K. Gaillard, and D.K. Nanopoulos, Phys. Lett. B 80, 360 (1978).
- [7] S. Weinberg, Phys.Rev.Lett. 42, 850 (1979).
- [8] A. Yu. Ignatiev, V.A. Kuzmin, and M.E. Shaposhnikov, Phys. Lett. B 87, 114 (1979).
- [9] V.A. Kuzmin, V.A. Rubakov, and M.E. Shaposhnikov, Phys.Lett. B 155, 36 (1985).
- [10] P. Arnold and L.Mc. Lerran, Phys. Rev. D 35, 581 (1987); ibid. 37, 1020 (1988).
- [11] М.Е. Шапошников, Письма ЖЭТФ 44, 364 (1986); Nucl. Phys. B 287, 757 (1987); Nucl. Phys. B 299, 797 (1988).
- [12] A.I. Bochkarev, S.Yu. Khlebnikov, and M.E. Shaposhnikov, Nucl. Phys. B 329, 493 (1990).
- [13] M. Claudson, L.J. Hall, and I. Hinchliffe, Nucl. Phys. B 241, 309 (1984).
- [14] D.A. Kosower, L.J. Hall, and L.M. Krauss, Phys. Lett. B 150, 436 (1985).
- [15] A. Dannenberg and L.J. Hall, Phys. Lett. B 198, 411 (1987).
- [16] A. Cohen and D. Kaplan, Nucl. Phys. B 308, 913 (1988).
- [17] S. Dodelson and L. Widrow, Phys. Rev. Lett. 64, 340 (1990); Phys. Rev. D 42, 326 (1990).
- [18] L.McLerran, M. Shaposhnikov, N. Turok, and M. Voloshin, preprint TPI-Minn-90/T, (1990).
- [19] R.W. Brown and F.W. Stecker, Phys. Rev. Lett. 43, 315 (1979).
- [20] V.A. Kuzmin, M.E. Shaposhnikov, and I.I. Tkachev, Phys. Lett. B 105, 167 (1981).
- [21] В.А. Кузьмин, И.И. Ткачев и М.Е. Шапошников, Письма ЖЭТФ 33, 540 (1982).

¹См. также А.Д. Линде. *Физика элементарных частиц и инфляционная космология*, М.: Наука, 1990, гл.7. – Прим. ред.

28. МНОГОЛИСТНАЯ МОДЕЛЬ ВСЕЛЕННОЙ *

*Посвящается памяти моей жены
Вихиревой Клавдии Алексеевны*

В работе формулируется гипотеза о многолистной модели Вселенной. Рассматривается бесконечная последовательность 4-х мерных континуумов с чередующимся общекосмологическим сжатием и расширением, которые названы листьями. Листы объединены в общую структуру, упорядоченную во времени, при продолжении (по И.Д. Новикову) метрики местных коллапсов одного листа на область анти-коллапсов следующего листа. Принятая для каждого листа плоская усредненная пространственная метрика обеспечивает полноту и однозначность сшивания листов; обсуждается шесть вариантов модели.

Формулируется гипотеза о многолистной структуре Вселенной. Гипотеза основана на идеях И.Д. Новикова (см. [1], [2]) о «сшивании» при гравитационном коллапсе двух 4-мерных пространств, одно из которых лежит по отношению к другому в «абсолютном будущем». Новиков рассмотрел, в частности, гравитационный коллапс электрически заряженной пылевидной материи; в этом частном случае существует явное точное решение без истинной сингулярности (кроме точки в центре шара) и вся кинематика перехода мировых линий пылинок во второе пространство легко прослеживается. См. рис. 1 и дополнение. В дополнении рассмотрена также динамика и кинематика асимметричного коллапса – антиколлапса вещества с давлением, где тоже имеет место сшивание двух пространств. Такие «сшитые» коллапсом пространства мы в дальнейшем называем листьями и рассматриваем бесконечную последовательность листов, «сшитых» попарно и объединенных таким образом в общую структуру Вселенной.

Гипотеза многолистной Вселенной в качестве второго исходного предположения использует предельный случай космологической модели Фридмана, соответствующий евклидовскому пространственному интервалу для метрики, усредненной по достаточно большим областям пространства

$$ds^2 = dt^2 - \{a(t)\}^2 (dx^2 + dy^2 + dz^2), \quad (1)$$

$a(t)$ есть «масштаб метрики», закон его изменения дается известной формулой (см.[2])

$$\frac{da}{dt} = \pm \left(\frac{8\pi}{3} G \epsilon a^2 \right)^{1/2}, \quad (2)$$

ϵ – средняя плотность энергии, включая энергию гравитационной природы. Для пыли $\epsilon \sim 1/a^3$ и

$$a \sim |t|^{2/3}. \quad (3)$$

Особенностью метрики (1) является при $a \rightarrow \infty$ рост сколь угодно малых начальных возмущений плотности в неограниченно большое число раз (в отличие от гиперболической метрики, где возмущения возрастают в конечное число раз). Линейная теория возмущений приводит (см. [3]) к изменению $\Delta\varepsilon/\varepsilon$ по закону

$$\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon}(x, y, z, t) = \frac{t_1}{t} \varphi_1(x, y, z, t_1) + \left(\frac{t}{t_1}\right)^{2/3} \varphi_2(x, y, z, t_1) \quad (4)$$

(мы ограничились случаем «пыли»)¹. Функции φ_1 и φ_2 определяются состоянием при $t=t_1$ и, в общем случае, $\neq 0$. Второе слагаемое описывает неограниченное нарастание возмущений при расширении $a \sim t^{2/3} \rightarrow \infty$ (а первое – при сжатии).

Когда возмущения достигают величины $\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} \sim 1$ за конечное собственное время (при отсутствии давления) – коллапс. Рассматривая достаточно большие области пространства, например скопления галактик, мы гарантированно можем пренебречь давлением (что не исключает, конечно, гравитационного коллапса и гораздо меньших объектов). При коллапсе образуются «застывшие» объекты, которые вновь испытывают коллапс второго этапа, и так до бесконечности. Представляя

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3 + \dots$$

(ε_0 – не коллапсировавшая энергия, ε_1 – энергия застывших объектов первого коллапса и т.д.), имеем $\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon} \rightarrow 0$, $\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon} \rightarrow 0$, и т.д. Для усреднения по достаточно большим расстояниям $L \gg L_1$ всегда справедлива метрика (1), но граница $L_1 \rightarrow \infty$ при $t \rightarrow \infty$. Любые два объекта, как бы далеко они друг от друга не находились, при $t \rightarrow \infty$ в конце концов войдут в состав одного застывшего объекта. Эта картина является следствием метрики (1) и однозначно определяет метрику и другие процессы «следующего листа», сшитого с данным листом. Пусть на листе L_i имело место расширение, сопровождающееся коллапсами. Рассмотрим лист L_{i+1} , где происходят соответственные антиколлапсы. Очевидно, шкала времени для L_{i+1} начинается с $t = -\infty$, т.е. этот лист является сжимающимся. Представляется правдоподобным (хотя вполне строгое доказательство автору неизвестно), что предельная метрика (1)–(2) на листе L_i однозначно определяет предельную же метрику на листе L_{i+1} с изменением знака в формуле (2). Сформулированное утверждение относится также и к смене сжатия расширением. Этот второй случай сшивания листов (сшивание плотных в среднем пространств) рассматривался неоднократно. Упомянем здесь работы Новикова и Неемана [4], в которых (в связи с квазарами) были высказаны гипотезы о существовании в сжимающемся мире («листе» по нашей терминологии) «преждевременных» коллапсов, которым соответствуют антиколлапсы задержанных ядер в расширяющемся мире. Очевидно, это тот же процесс, что и предположенный нами для сшивания разреженных в среднем пространстве.

¹ Если $p \neq 0$, то (4) заменяется на $\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} = \frac{b_1}{a} \varphi_1 + \frac{b_2}{a} \varphi_2$ (для длинноволновых возмущений), где $b_1 = \dot{a}$ и b_2 – два линейно-независимых уравнения второго порядка $\ddot{b}/b = \ddot{a}/a$, a – заданная функция t , определяемая (2).

Теперь мы имеем все необходимое для формулировки гипотезы. Мы предполагаем, что Вселенная является бесконечной в обе стороны последовательностью попарно сшитых «листов» с чередующимися общекосмологическим сжатием и расширением (или, быть может, полубесконечной).

Конкретизируя модель Вселенной, остановимся на вопросе о возможном изменении направления стрелы времени. Стрела времени (направление возрастания энтропии и течения необратимых процессов) определяется начальными статистическими условиями эволюции Вселенной. Логически возможны 2 варианта – начальные условия «заданы» при $t \rightarrow \infty$ и начальные условия «заданы» на некоторой сингулярной гиперповерхности.

Предположим, что в окрестности этой гиперповерхности пространство является однородным и изотропным, т.е. эта особенность фридмановского типа (Φ -особенность). Очевидно, Φ -особенность, на которой стрела времени меняет свое направление, может быть только одна. Переход с листа на лист во всех остальных случаях происходит с сохранением направления стрелы в анизотропных коллапсах – антиколлапсах, динамика этих коллапсов целиком определяется неоднородной динамикой предыдущих листов.

Из этой дискуссии следует возможность различных вариантов модели многолистной Вселенной.

I. Нейтральная квазипериодическая модель. В этой модели мы не предполагаем существования Φ -особенности, статистические условия наложены при номере листа $i \rightarrow -\infty$. Вселенная в этой модели предполагается нейтральной по барионному, 2 лептонным и электрическому зарядам. Очевидно, неравновесные процессы при таком предположении не приводят к увеличению средней энтропии, отнесенной к барионному или какому-либо иному заряду S , т.к. это частное S/Q равно ∞ на всех листах, и модель действительно может считаться квазипериодической. Разделение частиц и античастиц в этой модели, в принципе, может происходить как за счет макроскопических механизмов типа предложенного Х. Альфвенем [5], так и из-за нарушения CP -инвариантности в неравновесных процессах.

II. Автор ранее [6] предположил, что существует Φ -особенность, относительно которой имеет место полная (космологическая) CPT -симметрия. В этой гипотезе возникновение барионной асимметрии связывалось либо с нарушением барионного заряда, либо с существованием не замеченных до сих пор носителей барионного заряда, например, нейтральных антикварков (и, конечно, с нарушением CP). В Дополнении 2 обсуждается вопрос об уравнивании состояния в окрестности точки $t \rightarrow 0$ в изотропном бозонном газе.

В соединении с гипотезой многолистности мы имеем « CPT -симметричную многолистную модель». Листы L_i и L_{-i} являются в такой модели тождественным взаимным CPT -отражением. На листах $i = \pm 1, \pm 3, \pm 5 \dots$ происходит общекосмологическое расширение, а на листах $i = \pm 2, \pm 4 \dots$ – сжатие. Листы с малым по модулю i несут на себе «память» о Φ -особенности, объективно отличаются по астрофизической картине от листов с $i \rightarrow \pm \infty$, которые асимптотически перехо-

дят на квазипериодический режим варианта I (такая же асимптотика имеет место и для вариантов III, IV, V, VI).

III. Мы можем сохранить Φ -особенность и одновременно предположить, что инвариантный барионный и лептонный заряды отличны от нуля. В этом случае Φ -особенности уже не соответствует какая-либо симметрия из-за нарушения CP -инвариантности. Мы можем предположить, в частности, что в окрестности Φ стремится к нулю энтропия, приходящаяся на 1 барион (холодная модель).

IV. Следуя Глинеру и Альтшулеру [7], можно предположить, что при предельно больших плотностях имеет место уравнение состояния: ε (плотность энергии) $\rightarrow \text{const}$, p (давление) $= -\varepsilon$. При таком уравнении состояния $a \rightarrow 0$ при $t \rightarrow -\infty$ и последовательность листов носит «полубесконечный» характер, «начинаясь» с листа, обладающего Φ -особенностью. Модель может быть «горячей», нейтральной или

VI. Холодной, как III.

VI. Я.Б. Зельдович предположил, что теперешней стадии общекосмологического расширения горячего вещества предшествовало сжатие холодного однородного вещества (см. [2]). На языке многолистной модели мы предполагаем полубесконечную последовательность листов без Φ -особенности «начальный» лист L_0 при этом считается листом сжатия ($a \rightarrow \infty$ при $t \rightarrow -\infty$). Отнесенное в $t_0 = -\infty$ «начальное» состояние характеризуется бесконечно-разреженным и бесконечно-холодным газом из протонов, электронов и (быть может) нейтрино, расположенных по закону случая без корреляций в плоском пространстве x, y, z .

На рис. 2 в качестве примера изображен именно этот вариант; изображение в условной манере; по горизонтали расположены лагранжевы координаты (линии $x, y, z = \text{const}$ – касательные к собственному направлению тензора энергии). Четные листы – общекосмологическое сжатие, нечетные – расширение.

Симметрично-расположенные точки в коллапсе на листе i в антиколлапсе на листе $i + 1$ отождествляются.

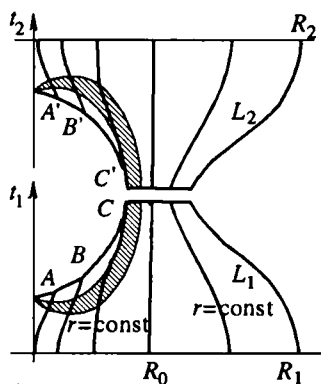


Рис. 1. Сшивание листов по линии ABC

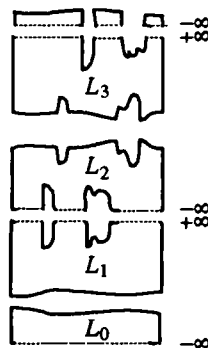


Рис. 2. Вариант VI: $L_0, L_2, L_4 \dots$ – сжатие, $L_1, L_3, L_5 \dots$ – расширение

Выводы

В работе выдвинута и частично обоснована (с использованием идей И.Д. Новикова и метрики [1]) многолистная модель Вселенной и рассмотрены различные ее варианты. Выбор из числа этих вариантов и определение номера «нашего листа» требует более детального сравнения теории с наблюдениями.

Гипотеза многолистной Вселенной возникла под сильным влиянием работ и высказываний И.Д. Новикова, которому я в первую очередь должен выразить благодарность. Автор с большой пользой ознакомился с работами [8] по докладу Е.М. Лифшица и любезно представленным ему препринтом. Одним из толчков к написанию работы была дискуссия с М.Е. Герценштейном, точка зрения которого противоположна нашей. Автор выражает свою благодарность Я.Б. Зельдовичу и участникам семинара Отделения Прикладной математики за обсуждение работы.

ДОПОЛНЕНИЕ 1

КОЛЛАПС БЕЗ СИНГУЛЯРНОСТИ

Поясним рис. 1, изображающий сферически-симметричный коллапс заряженной пыли на листе 1 и антиколлапс на листе 2 (по И.Д. Новикову, [1]). R – лагранжев радиус, т.е. $R = \text{const}$ для пылинки, t – собственное время, r – эйлеров радиус, $r = \sqrt{S/4\pi}$, где S – площадь сферы.

В заштрихованных областях линии $r = \text{const}$ являются пространственно-подобными, это т.н. T -области (см. [2]). При $R > R_0$ пылинки заряжены «сильно» и разлетаются, при $R < R_0$ – заряжены «слабо» и испытывают коллапс, $R = R_0$ – сепаратриса. Наличие T -области приводит к тому, что пространства 1 и 2 при $r > R_0$ – это два различных пространства, не «сшитые» по линии $ABC \leftrightarrow A'B'C'$ для $R < R_0$.

Рассмотрим теперь коллапс не вполне симметричный массы газа (что является более общим случаем, чем вполне симметричный коллапс), причем при $\epsilon \rightarrow \infty$ давление газа считается не равным нулю и удовлетворяющим неравенству $0 < \alpha_1 \leq p/\epsilon \leq \alpha_2 < 1$.²

Случай $p = \epsilon$ по Я.Б. Зельдовичу (см. [2]) является «предельным», так как соответствует скорости звука $(dp/d\epsilon)^{1/2}$, равной скорости света; мы исключаем этот случай.

Даже малые начальные отклонения от сферической симметрии нарастают при сжатии и приводят к тому, что сферически- и цилиндрически-симметричный коллапсы являются исключительным случаем (строгий математический анализ этой неустойчивости с учетом эффектов давления пока не проведен).

Возможен ли коллапс «блина» (плоский случай, который по нашему предположению является единственным общим случаем). Гравитационное поле на

²Усредненные характеристики гравитационного поля пакета гравитационных волн («геона» по Уилеру) тоже удовлетворяют этим неравенствам.

поверхности «блина» толщины Δ равно по порядку величины $\varepsilon\Delta$. Разность гравитационных потенциалов между внутренней и внешней точками блина равна $\varphi(\Delta/2) - \varphi(0) \sim \varepsilon\Delta^2$ и при принятом уравнении состояния стремится к 0 при $\Delta \rightarrow 0$, т.е. задача локально становится ньютоновской (точной, линейной). Ускорение, вызванное гравитационной силой, растет как $\omega_1 = \varepsilon\Delta$, а ускорение, вызванное градиентом давления, растет как $\omega^2 = \frac{p}{(\varepsilon + p)\Delta}$, т.е. при принятом уравнении состояния отталкивание растет быстрее притяжения, и $\int(\omega_2 - \omega_1)d\Delta \rightarrow +\infty$.

В результате сжатие в направлении, перпендикулярном плоскости блина, сменяется расширением. Сжатие в двух других направлениях при этом продолжается. Общая кинематическая картина сжатия трехосного эллипсоида должна состоять из трех последовательных «отражений» в трех перпендикулярных плоскостях (в пространстве длин осей эллипсоида), с последующим «выходом» на 2-ой лист, если существовала T -область, и на 1-й лист, если такой области не было. Роль T -области достаточно прояснена в предыдущих исследованиях, мы на этом не останавливаемся. Приведенные рассуждения являются аргументом в пользу отсутствия сингулярности плотности вещества при асимметричном коллапсе. Конечно, они нуждаются в уточнении. Другим случаем, в известном смысле промежуточным между разобранными, является коллапс массы газа, обладающей давлением и «вмороженным» магнитным полем дипольного типа. В этом случае сжатие по двум осям может быть остановлено магнитным полем, а сжатие по третьей оси – градиентом давления, как описано выше. Заметим, что для асимметричного коллапса мы не можем говорить о T -отражении даже при пренебрежении диссипативными процессами и ударными волнами. Заметим, в заключение, что асимметричный коллапс сопровождается излучением гравитационных волн, доля которых в общем энергетическом балансе для предельного случая «геонов» может приближаться к 100% (опыты Вебера).

ДОПОЛНЕНИЕ 2

УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ БОЗОННОГО ГАЗА С УЧЕТОМ ГРАВИТАЦИОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И ПРОБЛЕМА «ГОРИЗОНТА»

В CPT -симметричной модели при $t \rightarrow 0$ квазичастицы вещества – это истинно-нейтральные бозоны со спином 0, что следует из CPT -симметрии. Приведем аргументы (см. [6]) в пользу предельной формы связи между плотностью энтропии и плотностью энергии вида $\varepsilon \sim S^{2/3}$.

Мы можем отправляться, например, от идеального релятивистского газа, для которого $\varepsilon \sim S^{4/3}$. Для бозонного газа S есть не только плотность энтропии, но и плотность частиц. При росте плотности частиц энергия каждой из них растет как $m = S^{1/3}$ и энергия гравитационного взаимодействия двух соседних частиц (т.е. находящихся на расстоянии $a \sim S^{-1/3}$) растет как $\frac{m^2}{a} \sim S$ (и отрицательна, части-

цы притягиваются). В результате уравнение состояния с учетом гравитационной поправки имеет вид ($\alpha, \beta \sim 1$)

$$\varepsilon = \alpha S^{4/3} - \beta S^2.$$

Здесь и ниже приняты гравитационные единицы $c = \hbar = G = 1$.

При $S = 1$ (в тех же единицах, т.е. в обычных единицах при $S = 10^{98}$ см⁻³) оба члена сравниваются. Полагая, что величина $\varepsilon = mS$ в пределе $S \rightarrow \infty$ должна быть одного порядка с энергией обменного взаимодействия $m^2 S^{4/3}$, находим, что в этом предельном случае $m \sim S^{-1/3}$ и окончательно $\varepsilon \sim S^{2/3}$. При таком уравнении состояния $p = -\varepsilon/3$ и динамика расширения Вселенной имеет вид $a \sim t$ (что следует, например, из (2) с учетом $S \sim a^3$). Мизнер [8] указал на наличие в обычной фридмановской модели с уравнением состояния $p \geq 0$ проблемы «горизонта» – конечного радиуса светового конуса при стремлении его вершины (или основания) к точке $t = 0$. Конечный горизонт плохо совместим с наблюдаемой изотропией реликтового радиоизлучения.

Мизнер рассматривает эту «проблему горизонта» как аргумент против изотропной космологической модели.

При уравнения состояния $\varepsilon \sim S^{2/3}$, $a \sim t$ и лангранжев радиус горизонта, пропорциональный

$$\int_{t_0}^{t_1} \frac{dt}{a} \rightarrow \infty \quad \text{при} \quad t_0 \rightarrow 0,$$

т.е. проблема горизонта разрешается без обращения к анизотропным моделям.

Как мы уже указывали ранее, найденное уравнение состояния соответствует температуре $T = \frac{d\varepsilon}{ds} \rightarrow 0$ при $t \rightarrow 0$.

Найденное уравнение не исключает сверхтекучести начального состояния бозонного газа.

Литература

- [1] И.Д. Новиков, ЖЭТФ 3, 293 (1966); АЖ 43, 911 (1966).
- [2] Я.Б. Зельдович, И.Д. Новиков, *Релятивистская астрофизика*. М.: Наука, 1967.
- [3] Е.М. Лифшиц, ЖЭТФ 16, 587 (1946); W.B. Bonnor, Month Not. 117, 104 (1957); А.Г. Дорошкевич, Я.Б. Зельдович, АЖ 40, 807 (1963); А.Д. Сахаров, ЖЭТФ 49, 345 (1965).
- [4] И.Д. Новиков, АЖ 41, 1075 (1964); Y. Ne'eman, Ap. J. 141, 1303 (1965).
- [5] Х. Альфвен, АЖ 42, 873 (1965); Н. Alfven and O. Klein, Arkiv F. Fysik 23, 187 (1962).
- [6] А.Д. Сахаров, Письма ЖЭТФ 5, 32 (1967); Препринт ОИЯИ P2-4267.
- [7] Э.Б. Глинер, ЖЭТФ 49 512 (1965); Б.Л. Альтшулер, устное сообщение (1969).
- [8] Доклад Е.М. Лифшица в ФИАНе; В.А. Белинский, И.М. Халатников, препринты Института теоретической физики им. Ландау; С.W. Misner, Phys. Rev. Lett. 22, 1071 (1969).

КОММЕНТАРИИ К СТАТЬЕ 28

1. А.Д.Сахаров (Coll, с.63)

Эта статья была опубликована в качестве препринта Института прикладной математики (Москва) в феврале 1970 г. Сжимающееся и расширяющееся пространства «сшиваются» в точке гравитационного коллапса. Предположено, что мировая линия черных дыр, возникающих на стадии расширения, сингулярна, в результате чего они на стадии сжатия становятся белыми дырами. В пространственно-плоском 4-мерном мире в пределе $t \rightarrow +\infty$ вся материя Вселенной подвержена коллапсу. Рассмотрена бесконечная последовательность осцилляций (листов) – откуда и название такой космологической модели. Недостатком модели является высокая степень неоднородности, возникающая в сжимающемся пространстве. Вероятно, это трудно согласовать с наблюдаемой степенью однородности Вселенной. В статьях 27,30 то же название (многолистная Вселенная – *Ред.*) применяется к пульсирующей модели с отличной от нуля космологической постоянной.

29. КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ВСЕЛЕННОЙ С ПОВОРОТОМ СТРЕЛЫ ВРЕМЕНИ *

Рассматриваются космологические модели Вселенной с поворотом стрелы времени. Сформулированы ранее высказанная автором гипотеза космологической *CPT*-симметрии и гипотеза многолистной открытой модели с отрицательной пространственной кривизной, с возможным нарушением *CPT*-симметрии инвариантным комбинированным зарядом. Применительно к этим моделям обсуждается статистический парадокс обратимости. Малая безразмерная величина δ^2/a^2 (a – гиперболический радиус, δ^{-3} – плотность энтропии), характеризующая среднюю пространственную кривизну Вселенной, объясняется как результат эволюции Вселенной в ходе многих последовательных циклов расширения – сжатия.

Уравнения движения классической и нерелятивистской квантовой механики, а также квантовой теории поля допускают обращение времени (в теории поля – одновременно с *CP*-преобразованием). Статистические уравнения, однако, необратимы. Это противоречие известно с конца XIX века. Мы будем говорить о нем как о «глобальном парадоксе обратимости» статистической физики. Традиционное объяснение относит необратимость к начальным условиям. Однако неравноправие двух направлений времени в картине мира при этом сохраняется.

Современная космология открывает возможность устранения этого парадокса. В настоящее время в космологии общепринята концепция расширяющейся Вселенной, согласно которой некоторый момент времени характеризуется обращением в нуль пространственного метрического тензора (ниже этот момент «фридмановской сингулярности» для краткости обозначен Φ). В 1966–67 гг. автор предположил, что в космологии можно рассматривать не только более поздние, чем Φ , но и более ранние моменты времени, однако при этом статистические

*ЖЭТФ 79, 689–693 (1980).

свойства состояния Вселенной в момент Φ таковы, что энтропия возрастает как вперед во времени, так и назад во времени:

$$\begin{aligned} dS/dt > 0, S(t) > S(0) \text{ при } t > 0, \\ dS/dt < 0, S(t) > S(0) \text{ при } t < 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Таким образом, предположено, что при $t > 0$ действуют нормальные статистические уравнения, а при $t < 0$ – обращенные по времени. Это обращение относится ко всем неравновесным процессам, включая информационные, т.е. и к процессам жизни. Автор назвал такую ситуацию «поворотом стрелы времени». Поворот стрелы времени снимает парадокс обратимости – в картине мира в целом восстанавливается равноправие двух направлений времени, присущее уравнениям движения.

Несмотря на отсутствие динамического взаимодействия между областями мира с $t > 0$ и $t < 0$, предположение о повороте стрелы времени является физически содержательным – из него должны следовать некоторые утверждения о характере начальных условий в точке Φ .

Рассмотрим в качестве модельного примера поворота стрелы времени классическую кинетическую теорию газов. Постулируем в момент $t = 0$ сферически симметричное распределение атомов по скоростям в каждой пространственной точке и неоднородное распределение плотности и температуры в пространстве. Постулируем (и это особенно существенно) отсутствие в момент $t = 0$ корреляции между относительными положениями и относительными скоростями атомов – в данном случае это и есть «статистическое условие», с использованием которого доказывается минимальность значения энтропии в точке $t = 0$.

В работе [1] автор выдвинул гипотезу о космологической CPT -симметрии Вселенной. Согласно этой гипотезе, все события во Вселенной полностью симметричны относительно гиперповерхности, соответствующей моменту космологического коллапса Φ . Полагая для этого момента $t = 0$, требуем наличия симметрии для преобразования $t \rightarrow -t$. Единственная точная симметрия, включающая отражение времени, – это CPT -симметрия. Из CPT -симметрии следует сингулярность точки Φ и нейтральность по всем инвариантным зарядам. Определим CPT -сопряженные поля на вспомогательном полупространстве

$$x_0 = |t| \geq 0, \quad -\infty < x_\alpha < +\infty,$$

и обозначим эти поля индексами a и b . Потребуем:

$$\text{для спиноров } \psi^a = \gamma_5 \psi^b,$$

для компонент 4 - репера $e_{i(j)}^a = -e_{i(j)}^b$ (PT -отражение) (в скобках индекс, отнесенный к реперу).

Отобразим поле a на область $t \leq 0$ и поле b на область $t \leq 0$ (с соответствующим изменением знака $e_{0(j)}^b$). Из условия непрерывности на гиперповерхности имеем $e_{\alpha(j)}(0) = 0$ (сингулярность точки Φ) и $\psi(0) = \gamma_5 \psi(0)$, откуда ток

$$j(0) = \bar{\psi} \gamma_j \psi = \bar{\psi} \gamma_5 \gamma_j \gamma_5 \psi = -\bar{\psi} \gamma_j \psi = 0$$

(условие нейтральности в точке Φ).

Нейтральность Вселенной требует, чтобы наблюдаемая барионная асимметрия возникала в ходе неравновесных процессов расширения Вселенной. При этом необходимо предположить нарушение барионного заряда, но возможно сохранение комбинированного заряда типа $3B \pm L$ (см. [1,2]), где B – барионный заряд, L – лептонный заряд. Заметим, однако, что в наиболее популярных сейчас схемах объединения сильных, слабых и электромагнитных взаимодействий (например, в схеме SU_5) такого закона сохранения нет (сохранение $B-L$ тоже приближенно в большинстве схем).

CPT -симметрия не является единственной возможной реализацией поворота стрелы времени. Достаточно потребовать, чтобы в момент Φ выполнялись статистические условия отсутствия корреляций. Наиболее естественно предположение, согласно которому нарушение CPT -симметрии при повороте стрелы времени обусловлено наличием конечного инвариантного комбинированного заряда (конечно, если такой заряд существует и не обладает калибровочным полем). Численная величина комбинированного заряда при этом не связана непосредственно с остаточной барионной асимметрией, возникающей динамически в ходе расширения Вселенной.

Поворот стрелы времени (с CPT -симметрией или без нее) возможен как в обычной открытой модели Вселенной, так и в моделях с бесконечным повторением циклов расширения – сжатия (в пульсирующих моделях, или, по терминологии автора, в «многолистных моделях», см. [2]). Такие модели представляются нам в силу присущих им особенностей наиболее интересными, и мы рассмотрим их подробнее.

Отметим, прежде всего, что в этих моделях циклы, близкие к моменту Φ , должны существенно отличаться от более «поздних» циклов, для которых все основные статистические характеристики асимптотически приближаются к своим предельным значениям при $|n| \rightarrow \infty$ (n – номер цикла; $-\infty < n < +\infty$). Эти предельные «самовоспроизводящиеся» значения соответствуют многолистной модели без поворота стрелы времени, см. [2]. В многолистной модели без поворота стрелы времени, согласно [2], должны быть равны нулю пространственная кривизна и все инвариантные заряды (в смысле средних значений). В модели же с поворотом стрелы времени эти величины должны равняться нулю лишь асимптотически. Многолистная модель с поворотом стрелы времени в этом смысле является более общей.

Итак, рассмотрим многолистную модель с конечной пространственной кривизной $-a^{-2}$ и, возможно, конечным комбинированным зарядом. Будем считать кривизну отрицательной (a – гиперболический радиус), что по-видимому, соответствует наблюдениям. Космологическую постоянную Эйнштейна тоже будем считать отличной от нуля и такого знака, что соответствующая плотность энергии вакуума $\epsilon < 0$. Об абсолютной величине $|\epsilon|$ не делаем предположений, но очень вероятно, что $|\epsilon|$ мало по сравнению со средней плотностью вещества в настоящее время. Отрицательный знак соответствует нарушению симметрии вакуумного состояния с $\epsilon = 0$.

Динамика Вселенной определяется уравнением Эйнштейна

$$8\pi GT_0^0 = R_0^0 - \frac{1}{a^2}R,$$

которое запишем в виде (принято c – скорость света, равная 1)

$$H^2 = \frac{\dot{a}^2}{a^2} = \frac{8\pi G}{3}(\rho + \varepsilon) + \frac{1}{a^2}, \quad (2)$$

где H – параметр Хаббла, ρ – плотность «обычной» материи; ρ и $1/a^2$ стремятся к нулю при $a \rightarrow \infty$. Так как $\varepsilon = \text{const} < 0$, то при некотором значении a H обращается в нуль и расширение сменяется сжатием. Вселенная, таким образом, испытывает бесконечное число циклов расширения-сжатия.

Для начальных условий в окрестности точки Φ наиболее естественны следующие 4 варианта предположений (σ – плотность энтропии, n_k – плотность комбинированного заряда, $n_k a^3 = 0$ означает, что комбинированного заряда нет или он равен нулю):

$$1) \sigma a^3 \sim 1, n_k a^3 \sim 1; \quad 2) \sigma a^3 \sim 1, n_k a^3 = 0;$$

$$3) \sigma a^3 \rightarrow 0, n_k a^3 \sim 1; \quad 4) \sigma a^3 \rightarrow 0, n_k a^3 = 0.$$

Вариантам 2) и 4) соответствует CPT -симметрия. В случае вариантов 1) и 3) CPT -симметрия нарушается наличием комбинированного заряда, что должно приводить к существенным отличиям в деталях облика мира в положительных и отрицательных циклах. Варианты 1) и 2) соответствуют горячей модели Вселенной, варианты 3) и 4) – холодной. Холодная модель представляется естественной реализацией поворота стрелы времени, но в целом для выбора определенного варианта нет ни теоретических, ни опытных данных.

Энтропия σa^3 в сопутствующем объеме a^3 при каждом цикле возрастает. Предположим, что при увеличении $|n|$ на 1 энтропия возрастает в ν раз; оценка этого числа, возможная в принципе, потребовала бы учета основных неравновесных процессов. Сейчас (в «нашем» цикле n_1) энтропия $\sigma a_1^3 \sim n_\gamma / H^3$, где n_γ – плотность фотонов реликтового излучения. Принято, что плотность ρ меньше критической. Имеем для вариантов 1) и 2) оценку порядкового номера n_1 нашего цикла (принято для иллюстрации $\nu = 1, 1$):

$$|n_1| \sim \frac{\ln |n_\gamma H^{-3}|}{\ln \nu} \sim \frac{\ln(10^{87})}{\ln 1, 1} \sim 2 \cdot 10^3.$$

В холодных вариантах для создания начальной энтропии необходимы дополнительные циклы; в варианте 4) начальные частицы возникают в результате большого числа почти пустых циклов за счет малой кривизны, пропорциональной $|\varepsilon|$.

Обозначив плотность фотонов реликтового излучения δ^{-3} , $\delta \sim 0, 1$ см, имеем очень малое безразмерное число $\delta^2/a^2 \sim 10^{-58}$, характеризующее кривизну Вселенной (если, конечно, кривизна не равна нулю тождественно, что пока

нельзя считать исключенным). Важным преимуществом многолистной модели с поворотом стрелы времени является возможность естественного объяснения возникновения этого безразмерного числа в ходе последовательных циклов расширения-сжатия.

Асимптотический режим полного подобия последовательных циклов описывается уравнением (2) с пренебрежением членом $1/a^2$. Решение уравнения (2) имеет вид

$$a = a_n \left(\sin \frac{3}{2} a_0^{-1} t \right)^{2/3}, \quad a_0 = \left\{ \frac{8\pi G}{3} |\varepsilon| \right\}^{-1/2}.$$

Максимальный гиперболический радиус n -го цикла a_n определяется из условия $\rho(a_n) = |\varepsilon|$ и пропорционален $\nu^{|n|/3} \rightarrow \infty$ при $|n| \rightarrow \infty$. Продолжительность каждого цикла $T_A = 2\pi a_0/3$. Плотности барионов, лептонов и энтропии в соответствующие моменты каждого цикла не зависят от $|n|$. Более близкие к Φ циклы описываются уравнением (2) с пренебрежением ρ (за исключением относительно малых интервалов времени в начале и в конце каждого цикла). Пренебрегая ρ , имеем $a = a_0 \sin(t/a_0)$, продолжительность циклов $T_H = \pi a_0$. Переход от начального режима к асимптотическому определяется условием $\rho(a_0) = |\varepsilon|$ и произойдет при номере цикла $n_2 > n_1$ (в предположении, что сейчас $\rho < \rho_k$). Однако барионная асимметрия n_B/n_γ уже имеет асимптотическое значение, так как она определяется начальной стадией процесса расширения Вселенной.

Устойчивость описанной картины последовательных коллапсов не исследована. В работе обсуждены «парадокс обратимости», гипотеза космологической CPT -симметрии и варианты многолистной модели.

Я выражаю благодарность всем, принимавшим участие в обсуждении предварительных вариантов этой работы, и моей жене Е.Г. Боннэр за помощь.

Физический институт им. Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
31 января 1980 г.
после переработки
24 апреля 1980 г.

Литература

- [1] А.Д. Сахаров, Письма в ЖЭТФ 5, 32 (1967).
- [2] А.Д. Сахаров, ЖЭТФ 76, 1179 (1979).

КОММЕНТАРИИ К СТАТЬЕ 29

1. А.Д. Сахаров (Отчет за 1980 г.)*

Показано, что из гипотезы космологической CPT -симметрии следует сингулярность точки отражения и обращение в 0 всех сохраняющихся зарядов. Рассмотрены варианты

*Здесь и ниже под рубрикой «Отчет за ... г.» приводятся выдержки из ежегодных отчетов о научной работе, приславшихся А.Д. Сахаровым из Горького в Теоретический отдел ФИАН.—Ред.

пульсирующих (многолистных) моделей. В этих моделях постулирована отличная от нуля космологическая постоянная такого знака, который приводит к смене расширения сжатием, и наличие точки поворота стрелы времени (т.е. изменение знака производной энтропии). В этих моделях качественно объясняется большое безразмерное число – отношение гиперболического радиуса Вселенной к среднему расстоянию между реликтовыми фотонами – как результат накопления энтропии при большом числе последовательных циклов расширения-сжатия.

2. А.Д. Сахаров (Coll, с. 64)

В работе вновь формулируется гипотеза космологической *CPT*-симметрии, а также указано на возможное отклонение от нее при наличии космологического инвариантного заряда. Главное содержание работы – *объединение гипотезы многолистной модели и гипотезы поворота стрелы времени*. В модели предположена отрицательная пространственная кривизна Вселенной и конечная космологическая постоянная, знак которой соответствует отрицательной плотности ϵ энергии вакуума плоского пространства. Гиперболический радиус a для циклов сжатия-расширения, примыкающих к моменту поворота стрелы времени, изменяется по закону

$$a = a_0 \sin a_0^{-1} t \quad a_0 = \left(\frac{8\pi}{3} G |\epsilon| \right)^{-1/2}.$$

По мере накопления энтропии и пропорциональной ей массы вещества происходит постепенный переход к асимптотическому режиму

$$a = a_n \left(\sin \frac{3}{2} a_0^{-1} t \right)^{2/3}.$$

Максимальный гиперболический радиус n -цикла $a_n > a_0$ определяется условием – плотность вещества $\rho = m_p A n_\gamma = |\epsilon|$ (m_p – масса протона, A – барионная асимметрия). С ростом числа фотонов a возрастает по степенному закону, кривизна $1/a^2 \rightarrow 0$ при $|n| \rightarrow \infty$. Период пульсаций стремится к $(2\pi/3)a_0$. Асимптотический режим соответствует описанной в д) многолистной модели без поворота стрелы времени.

Малая безразмерная величина $\delta^2/a^2 \sim 10^{-58}$, где $\delta^{-3} = n_\gamma$, характеризующая среднюю пространственную кривизну Вселенной, объясняется как результат накопления энтропии в ходе многих последовательных циклов расширения-сжатия. Начальная энтропия в точке поворота стрелы времени может быть предположена равной нулю, т.е. модель может быть холодной.

3. А.Д. Сахаров (Из интервью во время заседаний Фридмановской конференции, Ленинград, июнь 1988 г., см. Природа 1989, №7)

То течение времени, которое мы наблюдаем в повседневной жизни, целиком и полностью связано со статистической необратимостью, т.е. с ростом энтропии. Пусть при $t = 0$ имеет место состояние ложного вакуума с минимальной, нулевой энтропией. Энтропия по определению всегда неотрицательна, т.е. при $t > 0$ и при $t < 0$ она возрастает при удалении от точки $t = 0$. Такое явление можно назвать «поворотом стрелы времени» при $t = 0$. Что эта формальная возможность означает с философской точки зрения, я не знаю.

4. А.Д. Сахаров (О разговоре с С. Хоукингом во время Международного семинара «Квантовая гравитация», Москва, май 1987 г., см. В-II, с. 65–66)

Я несколько раз разговаривал с Хоукингом, когда он с помощью своего механического кресла выезжал из зала заседаний. . . Во время первого разговора Хоукинг дал мне отписки

своих работ – о потере когерентности в сложных топологических структурах, о направлении стрелы времени и др. Первую работу он докладывал на семинаре и сказал, перефразируя Эйнштейна: «Бог не только играет в кости, но и забрасывает их так далеко, что они становятся недоступными». На другой день я сказал Стивену, что прочитал его лекцию о стреле времени и очень рад, что он теперь признал справедливость критики Пейджа (его сотрудника) по поводу ошибочного предположения о повороте стрелы времени в момент максимального расширения Вселенной и *максимальной* энтропии. Поворот стрелы времени возможен лишь в состоянии *минимальной* энтропии. Я не привел по робости самого простого и ясного примера – замкнутой Вселенной в состоянии ложного вакуума с положительной энергией и равной нулю энтропией. В этот момент Хоукинг сделал движение пальцами и компьютер произнес бесстрастно: «Йес!». Я, к сожалению, не сказал, что впервые высказал идею о повороте стрелы времени (в состоянии минимальной энтропии) еще в 1966 году и несколько раз возвращался к этой теме.

5. И.Д. Новиков, В.П. Фролов

В данной работе автор вновь обращается ко всегда интересовавшей его проблеме космологической сингулярности и физическим свойствам времени. Им вводится фундаментальная гипотеза, согласно которой время течет «к будущему» в обе стороны (по временной координате) от момента сингулярности, в том смысле, что энтропия при этом возрастает и при $t \rightarrow +\infty$, и при $t \rightarrow -\infty$ ($t = 0$ – момент сингулярности). Энтропия в момент $t = 0$ является минимальной. Автор называет такую гипотезу «поворотом стрелы времени». Показано, что из этого предположения вытекает целый ряд нетривиальных физических следствий, в принципе, проверяемых экспериментально. Особенно важными для дальнейшего развития космологии явились, по-видимому, идеи этой работы о том, что конкретные физические особенности Вселенной следуют из общих соображений о глобальной симметрии во времени и других подобных свойствах Мира.

6. В.А. Рубаков

А.Д. Сахаров неоднократно подчеркивал необходимость физического объяснения происхождения малых безразмерных величин, характеризующих современное состояние Вселенной. Одной из таких величин является барионная асимметрия Вселенной, которой посвящена известная работа А.Д. Сахарова (статья 24 в настоящем сборнике). В комментируемой работе А.Д. Сахаров одним из первых обратил внимание на другую величину – обратную полную энтропию Вселенной, или связанную с ней величину δ^2/a^2 , где a – радиус Вселенной, δ^{-3} – плотность энтропии. В статье отмечается, что наиболее естественными значениями начальной энтропии σa^3 являются либо $\sigma a^3 = 0$, либо $\sigma a^3 \sim 1$, что в любом случае значительно меньше современного значения $\sigma a^3 \gtrsim 10^{87}$.

Развиваемая А.Д. Сахаровым модель пульсирующей Вселенной («многолистная модель») дает естественное объяснение большому современному значению энтропии: поскольку энтропия в каждом цикле возрастает, ее значение при достаточно большом номере цикла может быть велико.

Проблема энтропии явилась одним из главных побудительных мотивов при создании популярной в настоящее время инфляционной модели Вселенной (Гут [1], Линде [2], Старобинский [3]). Одновременно с проблемой энтропии инфляционная модель решает ряд других фундаментальных космологических проблем (однородности, горизонта и т.д.). Важное значение многолистной модели А.Д. Сахарова состоит в том, что она дает решение проблемы энтропии, альтернативное инфляции. Не исключено, что в рамках многолист-

ной модели возможно решение и некоторых других космологических проблем, например проблемы горизонта.

Модель инфляционной Вселенной подробно изложена в книге А.Д. Линде [4].

Литература

- [1] A.Guth, Phys. Rev. D **23**, 347 (1981).
- [2] A.D.Linde, Phys. Lett. B **108**, 389 (1982).
- [3] А.А. Старобинский, Письма в ЖЭТФ **30**, 79 (1979).
- [4] А.Д.Линде, *Физика элементарных частиц и инфляционная космология*, М.: Наука, 1990.

30. МНОГОЛИСТНЫЕ МОДЕЛИ ВСЕЛЕННОЙ *

*Посвящается памяти доктора
Филиппа Хандлера¹*

Описаны различные варианты пульсирующей (многолистной) модели Вселенной, в частности, с поворотом стрелы (направления) времени; указано, что точка поворота может быть сингулярной или соответствовать максимальному космологическому расширению. Обсуждаются выравнивание неоднородностей и рост энтропии, обусловленные распадом барионов, и процессы с участием черных дыр. Высказана гипотеза об отсутствии черных дыр в цикле космологического расширения–сжатия, предыдущем к нашему, и предположение, что такие исключительные циклы периодически повторяются.

§1. Введение

Пульсирующие (осциллирующие или, как я предпочитаю их называть, «многолистные») модели Вселенной издавна привлекают внимание. С ними связываются надежды, что в природе, быть может, осуществляется внутренне привлекательная для многих осциллирующая картина Вселенной с бесконечным повторением в прошлом циклов космологического расширения и сжатия. В монографии Зельдовича и Новикова [1] обсуждается вариант с гиперсферической пространственной геометрией (в общепринятом недавно еще предположении сохранения барионного заряда). Авторы монографии указывают, что такая модель допускает при экстраполяции в прошлое лишь конечное число циклов, и рассматривают данное свойство модели как разочаровывающее. Ранее [2] автор выдвинул гипотезы, имеющие отношение к этому вопросу. Это, во-первых, гипотеза поворота стрелы (направления) времени и ее частная форма – гипотеза космологической *CPT*-симметрии (подробней см. [3]). Из *CPT*-симметрии следует обращение в нуль средней плотности любого сохраняющегося заряда. Для объяснения наблюдаемой

*ЖЭТФ 83, 1233–1240 (1982).

¹Филипп Хандлер, Президент Национальной Академии наук США, скончавшийся в декабре 1981 г. Доктор Хандлер активно выступал в защиту А.Д. Сахарова; при публикации этой статьи в ЖЭТФ в 1982 г. посвящение было снято. – *Прим. ред.*

барионной асимметрии Вселенной автор предположил несохранение барионного заряда (вторая гипотеза). Ранее на возможное несохранение барионного заряда указал Вейнберг [4], исходящий из факта отсутствия соответствующего калибровочного поля.

В предыдущих работах [3,5,6] автор рассмотрел открытые многолистные модели, описывающие с учетом этих идей неограниченное повторение циклов в прошлом и будущем. Было указано также [3], что многолистные модели естественно объясняют чрезвычайно малую (или нулевую) среднюю пространственную кривизну Вселенной, отнесенную к плотности энтропии в степени $2/3$. Конкретная форма гипотезы [5] здесь не рассматривается. В [7] Вейнберг обсуждает закрытую осциллирующую модель.

Главная цель данной работы – более систематическое описание различных мыслимых вариантов (§2). Весьма критичными для оценки модели являются вопросы образования неоднородностей и их выравнивание. В §3 рассматривается выравнивание неоднородностей в результате распада барионов. В §4 рассматриваются процессы образования и слияния черных дыр, возможно, представляющие собой трудность осциллирующих моделей. В качестве одного из возможных вариантов преодоления этой трудности высказана гипотеза об исключительном характере предыдущего цикла космологического расширения – сжатия, в котором не происходило образования черных дыр, и поэтому симметрия сингулярности нашего цикла достаточно высокая и не приводит к противоречиям с наблюдениями.

§2. Описание моделей

В таблице сведены характеристики мыслимых моделей, которые в определенном смысле являются минимальными по использованным предположениям. Модели отличаются средней пространственной кривизной $R(0, +, -)$, т. е. это «плоская», закрытая (гиперсферическая) и «гиперболическая» модели. Космологическая постоянная Λ положена равной нулю для закрытой модели и положена равной очень малой отрицательной величине для обеих открытых моделей. Это – минимальные предположения для этих моделей, приводящие в каждом цикле к смене космологического расширения сжатием. Также «минимальны» предположения о повороте стрелы времени и о начальной энтропии. Предположение о наличии точки поворота стрелы времени необходимо в вариантах с конечной пространственной кривизной для возможности неограниченной экстраполяции в прошлое.

Таблица вариантов

Модель	Пространственная кривизна	Космологическая постоянная	Поворот стрелы времени	Начальная энтропия в точке поворота стрелы времени
I	$R = 0$	$\Lambda < 0$	Нет	-
II	$R > 0$	$\Lambda = 0$	Есть	$S_0 > 0$
III	$R < 0$	$\Lambda < 0$	Есть	$S_0 = 0$

Поворот стрелы времени (ПСВ) в моделях II, III может соответствовать либо моменту фридмановской сингулярности [2,3], либо моменту максимального космологического расширения. Подчеркнем, что в момент ПСВ не предполагается нарушения динамических законов физики. Этот момент выделен только тем, что это состояние (определенное на сингулярной или несингулярной гиперповерхностях), в котором отсутствуют T -неинвариантные статистические корреляции. Именно поэтому энтропия в этот момент минимальна. В гиперболическом варианте предполагаем, что в точке поворота стрелы времени энтропия равна нулю (и уже поэтому минимальна, так как всегда $S \geq 0$); частицы и энтропия возникают в этом варианте лишь при удалении от точки ПСВ в прошлое и в будущее, генерируясь переменным гравитационным полем. Заметим, что в несингулярном варианте ПСВ невозможна точная CPT -симметрия, так как нет P -отражения.

Кинематика моделей определяется уравнением Эйнштейна

$$R_0^0 - 1/2 R = 8\pi G T_0^0 + \Lambda. \quad (1)$$

Скорость света $c = 1$ во всех формулах, иногда также положено $\hbar = 1$. Другие обозначения: $\lambda = -\Lambda/8\pi G = -\varepsilon_0$, где $\varepsilon_0 < 0$ - плотность энергии вакуума при нулевой кривизне, a - радиус кривизны пространственной гиперсферы (модель II), b - гиперболический радиус кривизны пространства Лобачевского (модель III), c - пространственный масштаб (модель I), ε - плотность энергии вещества. Для удобства выпишем (1) в виде

$$\dot{c}^2/c^2 = 8/3 \pi G(\varepsilon - \lambda), \quad (1, I)$$

$$\dot{a}^2/a^2 = 8/3 \pi G\varepsilon - 1/a^2, \quad (1, II)$$

$$\dot{b}^2/b^2 = 8/3 \pi G(\varepsilon - \lambda) + 1/b^2. \quad (1, III)$$

Максимальный радиус, достигаемый в ходе каждого цикла, возрастает при удалении от точки поворота; $a_{\max}, b_{\max} \rightarrow \infty$ при $|n| \rightarrow \infty$, где n - номер цикла, принимающий значения $\pm 1, \pm 2, \pm 3 \dots$ (поворот стрелы времени в сингулярности) или $0, \pm 1, \pm 2, \pm 3 \dots$ (поворот при максимальном расширении). Возрастание с ростом n энтропии и c_{\max} в модели I не имеет физического смысла, так как оно может быть устранено переопределением масштаба. Основные характеристики поэтому в модели I повторяются от цикла к циклу.

Важный механизм роста энтропии в многолистных моделях связан с тем, что частицы, образующиеся при распаде барионов (если он успевает происходить), распределяются в большом объеме и обладают поэтому очень низкой фазовой плотностью² $\nu = \tilde{n}/\tilde{p}^3 \sim 10^{-86}$. Равновесное черное излучение имеет $\nu = 10^{-2}$, для высокотемпературной равновесной стадии Вселенной считаем с учетом числа сортов частиц $\nu \sim 1$. Установление равновесия сопровождается увеличением

²Здесь $\tilde{n} = \varepsilon/\tilde{p}$ - число частиц продуктов распада в единице объема; $\tilde{p} \sim 0,3 \text{ ГэВ} \sim 1,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-1}$ - их средняя энергия или импульс; $\varepsilon = 1/6\pi G\tau^2 \sim 2 \cdot 10^{-34} \text{ см}^{-4}$ - плотность энергии в момент распада. Здесь и ниже при оценках принимаем время распада барионов $\tau \sim 10^{31}$ лет.

числа частиц и энтропии в $\nu^{-1/4}$ раз; вероятно, оно происходит благодаря гравитационному взаимодействию частиц, обладающих очень высокой энергией (много больше планковской энергии $\sim 10^{19}$ ГэВ).

Длительность цикла для модели II пропорциональна a_{\max} и возрастает с ростом $|n|$:

$$a_{\max} \sim S^{2/3}, \quad T = 2a_{\max} \text{ при } p = \varepsilon/3,$$

$$a_{\max} \sim S, \quad T = \pi a_{\max} \text{ при } p = 0.$$

Длительность цикла для моделей I, III определяется величиной λ . Для модели I

$$T = \frac{\pi}{2} \left(\frac{3}{8\pi G\lambda} \right)^{1/2} \text{ при } \varepsilon = \lambda \left(\frac{c_{\max}}{c} \right)^4,$$

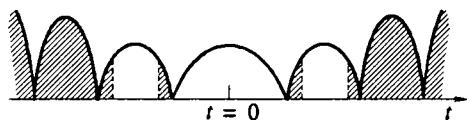
$$T = \frac{2\pi}{3} \left(\frac{3}{8\pi G\lambda} \right)^{1/2} \text{ при } \varepsilon = \lambda \left(\frac{c_{\max}}{c} \right)^3.$$

Для модели III имеем те же соотношения асимптотически при $|n| \rightarrow \infty$, а в начальных циклах имеем

$$T = \pi \left(\frac{3}{8\pi G\lambda} \right)^{1/2}, \quad b_{\max} \approx \left(\frac{3}{8\pi G\lambda} \right)^{1/2} \approx \text{const.}$$

На протяжении этих первых циклов $\varepsilon \approx \varepsilon_{\text{кр}}$ лишь в начальный и, возможно, конечный периоды каждого цикла, длительность которых $\tau_{\text{кр}} \sim GM_b$, где M_b – суммарная масса барионов, пропорциональная энтропии S_b , индекс b указывает, что M_b и S_b относятся к объему b^3 ; $M_b \approx 10^{-9} S_b M_p$. Во время периода $t_{\text{кр}}$ постоянная Хаббла имеет критическое значение, затем имеем длительное время $H \approx \text{const}$. Для поздних циклов b_{\max} растет с $|n| \rightarrow \infty$ как $S_b^{1/3}$.

На рисунке схематически изображена зависимость величины b от времени для модели III, $t = 0$ – точка поворота стрелы времени; вариант с поворотом в момент максимального расширения. Штриховкой отмечены периоды, которые являются не вакуумными. Циклы с сильно различными номерами условно изображены рядом. Рисунок для модели II с небольшими различиями аналогичен данному рисунку, для модели I с учетом переопределения масштаба циклы просто повторяются.



§3. Выравнивание при распаде барионов

Предположим, что длительность цикла $T \gg \tau$ – времени распада барионов. В случае модели II длительность цикла неограниченно возрастает при $|n| \rightarrow \infty$ и условие $T \gg \tau$ выполняется. В моделях I и III необходимо предположить чрезвычайно малое значение λ , см., однако, §5. Покажем, что вследствие распада барионов имеет место существенное выравнивание неоднородностей. Рассмотрим развитие во времени малой неоднородности плотности энергии релятивистских частиц с изотропным распределением по скоростям в начальный момент в каждой точке. Для определенности выпишем формулы для гиперсферической модели II. Разложим возмущение по гиперсферическим функциям Y , имеющим три индекса J, l, m и зависящим от трех угловых переменных гиперсферы ψ, ϑ, φ – собирательное название Ω :

$$\varepsilon = \varepsilon_0(t) \left[1 + \sum Z_{Jlm}(t) Y_{Jlm}(\Omega) \right]; \quad \Delta Y_{Jlm} + \frac{J(J+2)}{a^2} Y = 0, \quad \int d\Omega Y^2 = 1. \quad (2)$$

Введем также функцию, нормированную к единице в точке $\psi = 0$ (полином Генгенбауэра от аргумента $\cos \psi$):

$$\zeta_J(\psi) = \frac{Y_{J00}(\psi)}{Y_{J00}(0)} = \frac{\sin(J+1)\psi}{(J+1)\sin\psi}. \quad (3)$$

Наряду с физическим временем используем «угловое время»:

$$\eta(t) = \int_0^t \frac{dt}{a(t)};$$

$t = 0$ – тут момент начала данного цикла. Обозначим

$$\eta_T = \int_0^T \frac{dt}{a(t)}.$$

При $p = 0$ величина $\eta_T = 2\pi$, при $p = \varepsilon/3$ имеем $\eta_T = \pi$.

Пусть в момент η_1 возникли изотропные источники релятивистских частиц с распределением

$$\Delta\varepsilon/\varepsilon_0 = Z_{Jlm}(\eta_1) Y_{Jlm},$$

ε_0 – плотность энергии равномерно распределенных релятивистских частиц. В пренебрежении гравитационной неустойчивостью возмущений релятивистских частиц (что законно для достаточно больших значений $J\eta$ и $J(\eta_T - \eta)$) изменение Z_{Jlm} в функции η описывается как

$$Z_{Jlm}(\eta) = Z_{Jlm}(\eta_1) \zeta_J(\eta - \eta_1). \quad (4)$$

Для доказательства заметим, что зависимость $Z_{Jlm}(\eta)$ при заданном J одинакова для любых значений индексов l, m . Поэтому можно ограничиться рассмотрением сферически-симметричного случая Z_{J00} . Рассмотрим изменение возмущения в полюсной точке $\psi = 0$. В момент η в эту точку прилетают частицы, которые в начальный момент η_1 находились на сферической поверхности $\psi = \eta - \eta_1$. В полюсной точке возникает такое же относительное возмущение плотности энергии, какое было в момент η_1 на этой поверхности. Отсюда следует формула (4) для этого, а значит, и для общего случая.

В гиперсферическом случае при $\eta - \eta_1 = \pi$ или 2π имеет место фокусировка частиц, обошедших гиперсферу: $|\zeta(\pi)|$ и $\zeta(2\pi) = 1$. При других значениях аргумента $|\zeta| < 1$.

Формулы легко распространяются на случаи $R = 0$ и $R < 0$. Обозначая в первом случае

$$\eta = \int \frac{dt}{c}, J = kc$$

(k – волновой вектор), имеем

$$\zeta_J = \frac{\sin J(\eta - \eta_1)}{J(\eta - \eta_1)}.$$

В гиперболическом случае аналогично

$$\zeta_J = \frac{\sin J(\eta - \eta_1)}{J \operatorname{sh}(\eta - \eta_1)}.$$

Обозначим далее $\omega = \tau/a(\tau)$. Напомним, что наше рассмотрение относится к случаю $\omega J > 1$, при этом существенно произвести усреднение по моменту распада η_1 . Рассмотрим возмущение $\sim Y_J$, т. е. с характерным размером в момент τ

$$a(\tau)/J = L(\tau).$$

Предполагаем также, что $\tau < a_{\max}$; в этом случае естественно рассматривать неоднородности, меняющиеся по обычному для пылевой материи закону гравитационной неустойчивости:

$$\Delta\rho/\rho = \delta(t/\tau)^{2/3}, \rho \sim e^{-t/\tau}/t^2$$

(эти формулы носят приближенный характер при $t \sim \tau$). Имеем

$$\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} \Big|_{\eta_T} \sim \frac{\delta}{\tau} \int_0^{\infty} dt e^{-t/\tau} \left(\frac{t}{\tau}\right)^{2/3} \frac{a(t) \sin J(\eta_T - \eta_1)}{a(\tau) J \sin(\eta_T - \eta_1)}.$$

Перейдя к интегрированию по η_1 и учитывая

$$\lim_{c/J^3 \rightarrow 0} J^7 \int_0^{\infty} d\eta \eta^6 e^{-c\eta^3} \sin(J\eta + \varphi) = -6! \cos \varphi,$$

имеем

$$\frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} \Big|_{\eta_T} \sim \delta \frac{1}{J^8 \omega^7 \sin \eta_T}. \quad (5)$$

Произведение $J\omega$ для возмущений, имеющих в «наш» момент $t_0 = 10^{10}$ лет размеры L_0 и в момент τ размеры $L_0(\tau/t_0)^{2/3}$, равно

$$J\omega = \frac{\tau}{L_0} \left(\frac{t_0}{\tau} \right)^{2/3} = 10^8$$

для $L_0 = 10^9$ св. лет. Таким образом, формула (5) приводит к очень существенному затуханию возмущений.

§4. Процессы с участием черных дыр

Как показал Хоукинг, черные дыры могут терять массу на излучение фотонов с длиной волны порядка гравитационного радиуса. Для тел с массой $\sim M_\odot$ время полной потери массы исключительно велико и возрастает с увеличением массы: $\tau_H \sim 10^{62}$ лет $\cdot (M/M_\odot)^3$. Все же на поздних стадиях эволюции Вселенной роль этого процесса, быть может, нельзя игнорировать.

Среди других процессов, характерных для поздних стадий, рассмотрим захват одной черной дыры другой. В [8] рассмотрен захват черной дырой тела малой массы, обусловленный гравитационным излучением. Распространяя приведенные в [8] формулы на случай двух черных дыр со сравнимыми массами $M_1 \sim M_2$ и уточняя коэффициент (использовано [9]), имеем сечение процесса слияния

$$\sigma = AG^2(M_1 + M_2)^{10/7} M_1^{2/7} M_2^{2/7} v^{-10/7}. \quad (6)$$

Здесь v – относительная скорость «на бесконечности»,

$$A = 4\pi(85\pi/96)^{2/7} \approx 17.$$

При слиянии составная система приобретает дополнительный угловой импульс $\sim GM_1M_2$, так что в среднем каждая черная дыра имеет угловой импульс $\sim GM^2$. После захвата черные дыры обращаются вокруг общего центра тяжести по сильно вытянутым эллипсам. Большая полуось первоначального эллипса a_3 определяется прицельным параметром L . Минимальная потеря энергии Δ_0 на гравитационное излучение при захвате равна кинетической энергии относительного движения

$$\Delta_0 = \frac{M_1 M_2 v^2}{2(M_1 + M_2)}, \quad \sigma = \pi L_{\max}^2, \quad a_3 \rightarrow \infty.$$

При $L = x^{1/7} L_{\max} (x < 1)$

$$\Delta = \frac{\Delta_0}{x}, \quad a_3 = \frac{G(M_1 + M_2)x}{v^2(1-x)}.$$

При дальнейших прохождениях периастра энергия уменьшается на ту же величину Δ , и полное время падения при $v \ll 1$

$$t_1 = \frac{2\pi G(M_1 + M_2)}{v^3} x^{3/2} \zeta\left(\frac{3}{2}, 1-x\right),$$

$$\zeta\left(\frac{3}{2}, 1-x\right) = \sum_1^{\infty} \frac{1}{(n-x)^{3/2}} \approx \frac{1}{(1-x)^{3/2}} + 1,612 + \frac{x(1+x)}{2};$$

$t_1 \rightarrow \infty$ при $x \rightarrow 1$.

Рассмотрим на поздней стадии Вселенной газ черных дыр. Для оценки роли процесса слияния введем средние величины: M – средняя масса черной дыры, v – средняя относительная скорость. Пусть Σ – общая масса черных дыр в объеме a^3 , N – общее число черных дыр в объеме a^3 . Полагаем

$$v = v_0(a_0/a)(N/N_0)^\alpha.$$

Множитель a_0/a соответствует красному смещению. Множитель $(N/N_0)^\alpha$ описывает изменение средней скорости при слиянии. Для оценки примем $\alpha \approx 1/3$. Суммарная масса Σ изменяется в результате испарения Хоукинга, гравитационного излучения при слиянии черных дыр и процессов взаимодействия с газом и частицами в пространстве между дырами (последними мы тут пренебрежем):

$$\frac{1}{\Sigma} \frac{d\Sigma}{dt} = -\frac{1}{3\tau_\odot} \left(\frac{M_\odot}{M}\right)^3 + \beta \frac{1}{N} \frac{dN}{dt}.$$

С использованием оценок Зельдовича, Новикова [8] примем $\beta \approx 0,03-0,01$. Пренебрегая образованием скопления черных дыр, вызванным гравитационной неустойчивостью при $H \neq \text{const}$, имеем изменение в результате слияния:

$$dN/dt = -N^2 \sigma v x^{2/7} / 2a^3. \quad (7)$$

Введенный в (7) фактор $x^{2/7}$ приближенно учитывает ограничения на прицельный параметр L . В частности, время падения друг на друга захваченных на эллиптические орбиты черных дыр t_1 не должно превосходить характерного времени захвата

$$t_2 = 2a^3 / \sigma v N x^{2/7} > t_1.$$

Отсюда всегда $x < 1$. Если

$$0,13v^{32/21}l/GM \gg 1$$

(здесь $l = a/N^{1/3}$), то $1-x \ll 1$. В противоположном случае $x \ll 1$.

Положим в (7) $x = 1$. Пренебрежем также процессом Хоукинга. Находим, с некоторым округлением показателей:

$$\left(\frac{M_{\odot}}{M}\right)^{1/2} = 1 - C \int_1^y dy \left(\frac{a_0}{a}\right)^{10/7}; \quad (8)$$

$$y = t/t_0, \quad C = N_0 \sigma_0 v_0 t_0 / 4a_0^3.$$

Из (8) следует, что если $C > C_k$, где

$$C_k^{-1} = \int_1^{\infty} dy \left(\frac{a_0}{a}\right)^{10/7},$$

то за некоторое конечное время происходит образование черных дыр бесконечно больших масс. В случае $a = a_0 t/t_0$ величина $C_k = 3/7$, при $a = a_0(t/t_0)^{2/3}$ имеем $C_k = 0$. В первом случае образование скоплений не происходит, во втором оно только усиливает результат. Уравнение (7) при $x \ll 1$ мы здесь исследовать не будем.

§5. Заключение

Образование и слияние черных дыр может существенно нарушить однородность и изотропию наблюдаемой Вселенной. По-видимому, сейчас проявлений этого не наблюдается. Возможно, это означает, что многолистные модели вообще не имеют отношения к действительности. Но не исключены и другие точки зрения. Можно предположить, что образование черных дыр сильно подавлено (или вообще не происходит; последнее требует, однако, отказа от основных положений ОТО, что автор считает исключенным). Возможно также, что отсутствие черных дыр на предыдущем цикле есть по каким-то причинам особенность именно этого цикла. Можно представить себе, например, что при образовании черных дыр в каком-то цикле однородность и изотропия нарушается настолько, что в последующие смены циклов не происходит возобновления барионов и за один или несколько циклов барионы распадаются, неоднородности выравниваются, как описано в §3; или же релятивистские частицы возникают при взрывах белых дыр. И тогда после нескольких «неспокойных» циклов имеет место аномально спокойный, а именно, предыдущий к нашему. Такая смена спокойных и беспокойных циклов может повторяться бесконечное число раз.

Большинство исследователей считает, что средняя плотность вещества во Вселенной значительно меньше критической. Если это так, то это свидетельствует в пользу модели III и сравнительно раннего цикла. При этом отсутствие больших нарушений однородности могло быть следствием именно того, что в ранних циклах нет сильного скучивания, а образовавшиеся на предыдущем цикле отдельные черные дыры (например, в ядрах галактик) успели испариться по Хоукингу, или просто их мало и они имеют не очень большие массы.

Литература

- [1] Я.Б. Зельдович, И.Д. Новиков. *Строение и эволюция Вселенной*, М.: Наука, 1975, с. 699.
- [2] А.Д. Сахаров, Письма ЖЭТФ 5, 32 (1967).
- [3] А.Д. Сахаров, ЖЭТФ 79, 689 (1980).
- [4] S. Weinberg, *Lectures on Particles and Fields*, ed. S. Deser and K. Ford, N.Y. (1964).
- [5] А.Д. Сахаров, Препринт Института прикладной математики АН СССР 7 (1970).
- [6] А.Д. Сахаров, ЖЭТФ 76, 1179 (1979).
- [7] S. Weinberg, *Beyond the First Three Minutes*, Physica Scripta 21, 773 (1980).
- [8] Я.Б. Зельдович, И.Д. Новиков, *Релятивистская астрофизика*, М.: Наука, 1967, с. 89.
- [9] P.S. Peters, J. Mathews, Phys. Rev. 131, 435 (1963).

КОММЕНТАРИИ К СТАТЬЕ 30

1. А.Д. Сахаров (Отчет за 1981 г.)

Я занимался развитием моей последней работы 1980 года «Космологические модели с поворотом стрелы времени». Из трех основных многолистных моделей: а) Отрицательная пространственная кривизна, отрицательная космологическая постоянная, поворот стрелы времени; б) Нулевая пространственная кривизна, отрицательная космологическая постоянная, нет поворота стрелы времени; в) Положительная пространственная кривизна, нулевая космологическая постоянная, поворот стрелы времени – основное внимание уделено третьей модели, а именно – влиянию процесса распада барионов на динамику и симметрию модели. Найдено, что энтропия (и тем самым общее число барионов) очень сильно возрастают от цикла к циклу из-за излучения большого числа фотонов малой энергии при распаде барионов, входящих в карликовые остатки звезд (и другими механизмами). Максимальный радиус и длительность каждого цикла по отношению к предыдущему циклу возрастают в десятки раз. Найдено, что распад барионов, сопровождающийся образованием релятивистских частиц, является эффективным процессом выравнивания неоднородностей. В упрощающих предположениях дана теория эффекта.

Остаточная малая неоднородность приводит к некоторой начальной анизотропии расширения на ранней стадии следующего цикла. Величина анизотропии, характеризующаяся временем изотропизации t_0 , зависит от номера цикла (т. е. от числа циклов, отделяющих данный цикл от момента поворота стрелы времени). Если t_0 больше времени образования избытка барионов, то анизотропия увеличивает барионный заряд, отнесенный к энтропии. Если t_0 еще больше, а именно больше времени нуклеосинтеза, то анизотропия сказывается на нуклеосинтезе (последнее, по-видимому, для нашего цикла исключено наблюдательными данными).

2. А.Д. Сахаров (Отчет за 1982 г.)

Сообщаю для годового отчета отдела, что мною в 1982 году закончена и послана в печать в ЖЭТФ работа «Многолистные модели Вселенной». В работе описаны различные варианты пульсирующей (многолистной) модели Вселенной. Указано, что точка поворота – стрелы времени может быть не только сингулярной, но и соответствовать максимальному расширению. Даны оценки выравнивания неоднородностей и возрастания энтропии,

обусловленных распадом барионов. В качестве побочных результатов – формулы для сечения слипания черных дыр:

$$\sigma = AG^2(M_1 + M_2)^{10/7} M_1^{2/7} M_2^{2/7} V_\infty^{-10/7}; \quad A \approx 17$$

и для времени падения одной черной дыры на другую.

3. И.Д. Новиков, В.П. Фролов

Модели пульсирующих Вселенных всегда казались А.Д. Сахарову особенно привлекательными. Он рассматривал и пространственно-замкнутые и бесконечные модели пульсирующих Вселенных. В данной работе рассматриваются физические процессы в таких осциллирующих моделях. При этом выделяются специально экзотические процессы: выравнивание неоднородностей плотности при распаде барионов и процессы гравитационного захвата и слияния черных дыр. Оба процесса изучаются для очень поздних стадий эволюции Вселенной (много более поздних, чем современная стадия). Надо сказать, что в современной космологии основное внимание теоретики уделяют процессам вблизи сингулярности и относительно недавним процессам формирования крупномасштабной структуры (галактик и их скоплений). Работ, посвященных будущему, очень мало. Данное исследование подчеркивает важность анализа будущего Вселенной. Эта важность состоит помимо всего прочего еще и в том, что, как показано в этой статье, фундаментальные процессы в будущем теснейшим образом связаны со свойствами Вселенной в прошлом, и, в частности (в модели автора), со свойствами Вселенной на предыдущих циклах пульсаций.

4. В.А. Рубаков

Комментируемая статья завершает цикл работ А.Д. Сахарова по многолистным моделям Вселенной. В ней А.Д. Сахаров обращается к проблеме однородности и изотропии Вселенной и указывает конкретный механизм, обеспечивающий выравнивание неоднородностей и рост энтропии в циклах развития Вселенной с большими номерами, – распад барионов, происходящий при космологических временах $t \gtrsim 10^{32}$ лет. Интересно отметить, что если этот механизм действительно играет доминирующую роль, то длительность нашего цикла должна превышать 10^{32} лет, что является предсказанием многолистной модели. Для конкретной реализации многолистной модели, предложенной в этой и предыдущих работах (открытая модель Вселенной с отрицательной космологической постоянной), указанное соображение накладывает сильное и, в принципе, экспериментально проверяемое ограничение сверху на абсолютное значение космологической постоянной.

В то же время, в статье указывается на потенциально опасный для однородности и изотропии процесс слияния черных дыр. Представляется, что для окончательного выяснения роли этого процесса в многолистных моделях необходимы дополнительные исследования.

Предложенная в цикле работ А.Д. Сахарова многолистная модель Вселенной с поворотом стрелы времени связывает решение фундаментальных космологических проблем (энтропии, однородности, изотропии и, по-видимому, горизонта) с эстетически привлекательным представлением о бесконечности эволюции Вселенной в обе стороны по времени. В этом отношении она конкурирует с инфляционными моделями и, в особенности, с моделью хаотической инфляции [1].

Литература

- [1] А.Д. Линде. *Физика элементарных частиц и инфляционная космология*, М.: Наука, 1990.

5. Б.Л. Альтшулер

В письме, полученном мной из Горького в мае 1982 года, Андрей Дмитриевич, в частности, пишет: «... Относительно космологических идей экспоненциальной начальной фазы. (С усовершенствованием Линде или без оногo.) Я пока отношусь к ним настороженно (может – старость?). Мне непонятно, как начиная с гигантской космологической постоянной, получить в современном вакууме ноль. И главное – мне не хочется отказываться от многолистной модели. Ну ладно, подождем. Будущее покажет, кто прав ...»

Можно ли совместить идею осциллирующей Вселенной и экспоненциального (почти) поведения масштабного фактора вблизи его минимального значения? Главная проблема здесь – возможность возникновения «вакуумно-подобного» $P \approx -\rho$ (P – давление, ρ – плотность энергии) состояния вещества не только на стадии расширения, но и при сжатии: «ложный вакуум», устойчивый при расширении, не может быть таковым при коллапсе (в соответствии с II-ым началом термодинамики). Эта трудность перекликается с более общей проблемой нарастания неоднородностей на стадии сжатия многолистных моделей (см. комментарии А.Д. Сахарова к статье 29).

Представление о «вакуумно-подобном» состоянии вещества на конечной стадии коллапса впервые введено Глинером [1]. В качестве одной из возможностей в сверхплотной области такое состояние рассматривал Сахаров в работе 21. Пионерской явилась также работа Киржница [2], согласно которой в сверхплотном веществе при достаточно высокой температуре должно происходить восстановление «спонтанно» нарушенной симметрии, в частности, калибровочной симметрии электрослабых взаимодействий. Однако, как уже отмечалось, переход системы при сжатии в состояние низкоэнтропийного «ложного вакуума» вступает в противоречие с II-ым началом термодинамики. В попытке преодолеть эту трудность и разрешить «многолистно-инфляционную» дилемму Сахарова я рассмотрел некоторые игрушечные теории материи (нелинейные при больших полях в духе электродинамики Борна – Инфельда), в которых возникающее в высокоэнергетической области вакуумно-подобное состояние обладает не только энергией, но и энтропией [3]. О трудностях и преимуществах «инфляционно-антиинфляционных» осциллирующих моделей см. в обзоре Маркова [4].

Литература

- [1] Э.Б. Глинер, ЖЭТФ 49, 542 (1965); ДАН СССР 102, 771 (1970).
- [2] Д.А. Киржниц, Письма в ЖЭТФ 15, 529 (1972).
- [3] B.L. Altshuler, Class. Quantum Grav. 7, 189 (1990).
- [4] М.А. Марков, Труды третьего семинара «Теоретико-групповые методы в физике. Юрмала, 22–24 мая 1985 г.», Наука, 1986 г., с.7–41.

6. А.Д. Сахаров (Из интервью во время заседаний Фридмановской конференции, Ленинград, июнь 1988 г.; см. Природа, 1989, №7)

Обращаясь к прошлому Вселенной, можем ли мы сказать с полной уверенностью, что вначале она была очень плотной, горячей? Если говорить о временах ~ 1 с после начала, то она, безусловно, была очень горячей. Но если речь идет о времени 10^{-44} с, то тут мы пока еще ничего определенного не знаем. Возможно, в этот момент был абсолютный вакуум, абсолютная пустота, т.е. наоборот было очень холодно. Однако, не нужно забывать, что это не простая пустота со всеми ее свойствами изотропии и равной нулю температурой, а это – вакуум, обладающий энергией и отрицательным давлением.

Сейчас это лишь одна из тех веточек, вариантов на нашем древе познания, которая, может быть, соответствует действительности, а, возможно, мы должны «вырастить» совсем другие веточки, двигаясь назад во времени, и именно их оставить на этом древе. Идея красивая, но, к сожалению, природа не всегда следует такой элементарной красоте, иногда она находит еще более высокую красоту, о которой мы раньше и не подозревали. Но в общем, мне нравится идея начального вакуума.

КОММЕНТАРИИ К СТАТЬЯМ 23–30

1. А.Д. Сахаров (В-1, часть II, гл. 29, с. 782–789)

Три работы (статьи 26, 29, 30) – одна опубликована до моей высылки и две после высылки – посвящены космологическим проблемам. В первой работе я обсуждаю механизмы возникновения барионной асимметрии. Некоторый интерес, быть может, представляют общие соображения о кинетике реакций, приводящих к барионной асимметрии Вселенной. Однако конкретно в этой работе я веду рассуждения в рамках своего старого предположения о наличии «комбинированного» закона сохранения (сохраняется сумма числа кварков и лептонов). Я уже писал в первой части воспоминаний, как я пришел к этой идее и почему я считаю ее сейчас неправильной. В целом эта часть работы представляется мне неудачной. Гораздо больше мне нравится та часть работы, где я пишу о многолистной модели Вселенной. Речь идет о предположении, что космологическое расширение Вселенной сменяется сжатием, потом новым расширением таким образом, что циклы сжатие-расширение повторяются бесконечное число раз. Такие космологические модели издавна привлекали внимание. Разные авторы называли их «пульсирующими» или «осциллирующими» моделями Вселенной. Мне больше нравится термин «многолистная модель». Он кажется более выразительным, больше соответствующим эмоциональному и философскому смыслу грандиозной картины многократного повторения циклов бытия.

До тех пор, пока предполагали сохранение барионов, многолистная модель встречалась, однако, с непреодолимой трудностью, следующей из одного из основных законов природы – второго начала термодинамики. . .

Возрастание суммарной энтропии при неравновесных процессах в конечном счете приводит к нагреванию вещества. Обратимся к космологии, к многолистным моделям. Если мы при этом предполагаем число барионов фиксированным, то энтропия, приходящаяся на барион, будет неограниченно возрастать. Вещество с каждым циклом будет неограниченно нагреваться, т.е. условия во Вселенной не будут повторяться!

Трудность устраняется, если отказаться от предположения о сохранении барионного заряда и считать, в соответствии с моей идеей 1966 года и ее последующим развитием многими другими авторами, что барионный заряд возникает из «энтропии» (т.е. нейтрального горячего вещества) на ранних стадиях космологического расширения Вселенной. В этом случае число образующихся барионов пропорционально энтропии на каждом цикле расширения-сжатия, т.е. условия эволюции вещества, образования структурных форм могут быть примерно одинаковыми в каждом цикле.

Я впервые ввел термин «многолистная модель» в работе 1969 года. В своих последних статьях я употребляю тот же термин в несколько ином смысле; я упоминаю здесь об этом во избежание недоразумений. . .

В первой из трех последних статей (1979 года) рассмотрена модель, в которой пространство в среднем предполагается плоским. Предположено также, что космологическая постоянная Эйнштейна не равна нулю и отрицательна (хотя и очень мала по абсолютной

величине). В этом случае, как показывают уравнения теории тяготения Эйнштейна, космологическое расширение неизбежно сменяется сжатием. При этом каждый цикл полностью повторяет предыдущий по своим средним характеристикам. Существенно, что модель является пространственно плоской. Рассмотрению наряду с плоской пространственной геометрией (геометрией Эвклида) также геометрии Лобачевского и геометрии гиперболы (трехмерный аналог двумерной сферы) посвящены две следующие работы. В этих случаях, однако, возникает еще одна проблема. Увеличение энтропии приводит к увеличению радиуса Вселенной в соответствующие моменты каждого цикла. Экстраполируя в прошлое, мы получаем, что каждому данному циклу могло предшествовать лишь конечное число циклов.

... В «стандартной» (однолистной) космологии существует проблема: что было до момента максимальной плотности? В многолистных космологиях (кроме случая пространственно-плоской модели) от этой проблемы не удастся уйти – вопрос переносится к моменту начала расширения первого цикла. Можно стать на ту точку зрения, что начало расширения первого цикла или, в случае стандартной модели, единственного цикла – это Момент Сотворения Мира – и поэтому вопрос о том, что было до этого, лежит за пределами научного исследования. Однако, быть может, так же – или, по-моему, больше – правомерен и плодотворен подход, допускающий неограниченное научное исследование материального мира и пространства-времени. При этом, по-видимому, нет места Акту Творения, но основная религиозная концепция божественного смысла Бытия не затрагивается наукой, лежит за ее пределами.

Мне известны две альтернативные гипотезы, относящиеся к обсуждаемой проблеме. Одна из них, как мне кажется, впервые высказана мною в 1966 году и подвергалась ряду уточнений в последующих работах. Это гипотеза «поворота стрелы времени». Она тесно связана с так называемой проблемой обратимости.

Как я уже писал, в природе не существует полностью обратимых процессов. Трение, теплопередача, излучение света, химические реакции, жизненные процессы характеризуются необратимостью, разительным отличием прошлого от будущего. Если заснять на пленку какой-то необратимый процесс и затем пустить кинофильм в обратную сторону, то мы увидим на экране то, что не может происходить в действительности (например, маховик, вращающийся по инерции, увеличивает скорость своего вращения, а подшипники охлаждаются). Количественно необратимость выражается в монотонном возрастании энтропии. Вместе с тем входящие в состав всех тел атомы, электроны, атомные ядра и т.п. двигаются по законам механики (квантовой, но это тут несущественно), которые обладают полной обратимостью во времени (в квантовой теории поля – с одновременным *СР*-отражением, см. в первой части). Несимметрия двух направлений времени (наличие «стрелы времени», как говорят) при симметрии уравнений движения давно уже обратила на себя внимание создателей статистической механики. Обсуждение этого вопроса началось еще в последнее десятилетие прошлого века и проходило иногда довольно бурно. Решение, которое более или менее устроило всех, заключалось в гипотезе, что асимметрия обусловлена начальными условиями движения и положения всех атомов и полей «в бесконечно удаленном прошлом». Эти начальные условия должны быть в некотором точно определенном смысле «случайными».

Как я предположил (в 1966 году, и в более явной форме – в 1980 году), в космологических теориях, имеющих выделенную точку по времени, следует относить эти случайные начальные условия не к бесконечно удаленному прошлому ($t \rightarrow -\infty$), а к этой выделенной точке ($t = 0$).

Тогда автоматически в этой точке энтропия имеет *минимальное* значение, а при удалении от нее во времени вперед или назад энтропия возрастает. Это и есть то, что я назвал

«поворотом стрелы времени». Так как при обращении стрелы обращаются все процессы, в том числе информационные (включая процессы жизни), то никаких парадоксов не возникает. Изложенные выше идеи об обращении стрелы времени, насколько я знаю, не получили признания в научном мире. Но они представляются мне интересными.

Поворот стрелы времени восстанавливает в космологической картине мира симметрию двух направлений времени, присущую уравнениям движения!

В 1966–1967 гг. я предположил, что в точке поворота стрелы времени происходит *CPT*-отражение. Это предположение было одной из отправных точек моей работы по барионной асимметрии. Здесь я изложу другую гипотезу (Киржниц, Линде, Гут, Тернер и другие приложили руку; мне здесь принадлежит только замечание, что имеет место поворот стрелы времени).

В современных теориях элементарных частиц предполагается, что вакуум может существовать в различных состояниях: устойчивом, обладающем с большой точностью равной нулю плотностью энергии, и неустойчивом, обладающем огромной положительной плотностью энергии (эффе́ктивной космологической постоянной). Последнее состояние иногда называют «ложным вакуумом».

Одно из решений уравнений общей теории относительности таково. Вселенная замкнута, т.е. каждый момент представляет собой «гиперсферу» конечного объема (гиперсфера – трехмерный аналог двумерной поверхности сферы, гиперсферу можно представлять себе «вложенной» в четырехмерное евклидовское пространство, так же как двумерная сфера «вкладывается» в трехмерное пространство). Радиус гиперсферы имеет минимальное конечное значение в некоторый момент времени (обозначим его $t = 0$) и возрастает при удалении от этой точки, как вперед, так и назад по времени. Энтропия равна нулю для ложного вакуума (как и для всякого вакуума вообще) и при удалении от точки $t = 0$ вперед или назад по времени возрастает вследствие распада ложного вакуума, переходящего в устойчивое состояние истинного вакуума. Таким образом, в точке $t = 0$ происходит поворот стрелы времени (но нет космологической *CPT*-симметрии, которая требует в точке отражения бесконечного сжатия). Так же как в случае *CPT*-симметрии: все сохраняющиеся заряды тут тоже равны нулю (по тривиальной причине – при $t = 0$ вакуумное состояние). Поэтому в этом случае также необходимо предположить динамическое возникновение наблюдаемой барионной асимметрии, обусловленное нарушением *CP*-инвариантности.

Альтернативная гипотеза о предыстории Вселенной заключается в том, что на самом деле существует не одна Вселенная, и не две (как – в некотором смысле слова – в гипотезе поворота стрелы времени), а множество кардинально отличающихся друг от друга и возникших из некоторого «первичного» пространства (или составляющих его части; это, возможно, просто иной способ выражения). Другие Вселенные и первичное пространство, если есть смысл говорить о нем, могут, в частности, иметь по сравнению с нашей Вселенной иное число «макроскопических» пространственных и временных измерений – координат (в нашей Вселенной – три пространственных и одно временное измерение; в иных Вселенных все может быть иначе!) Я прошу не обращать особого внимания на заключенное в кавычки прилагательное «макроскопических». Оно связано с гипотезой «компактизации», согласно которой большинство измерений компактифицировано, т.е. замкнуто само на себя в очень малых масштабах.

Предполагается, что между разными Вселенными нет причинной связи. Именно это оправдывает их трактовку как отдельных Вселенных. Я называю эту грандиозную структуру «Мега-Вселенная». Некоторые авторы обсуждали варианты подобных гипотез. В частности, гипотезу многократного рождения замкнутых (приближенно гиперсферических) Вселенных защищает в одной из своих работ Я.Б. Зельдович.

Идеи «Мега-Вселенной» чрезвычайно интересны. Быть может истина лежит именно

в этом направлении. Для меня в некоторых из этих построений есть, однако, одна неясность несколько технического характера. Вполне допустимо предположить, что условия в различных областях пространства совершенно различны. Но обязательные законы природы должны быть всюду и всегда одними и теми же. Природа не может быть похожей на Королеву в сказке Кэрролла «Алиса в стране чудес», которая по своему произволу изменяла правила игры в крокет. Бытие не игра. Мои сомнения относятся к тем гипотезам, которые допускают разрыв непрерывности пространства-времени. Допустимы ли такие процессы? Не есть ли они нарушение в точках разрыва именно законов природы, а не «условий бытия»? Повторяю, я не уверен, что это обоснованные опасения; может, я опять, как в вопросе о сохранении числа фермионов, исхожу из слишком узкой точки зрения. Кроме того, вполне мыслимы гипотезы, где рождение Вселенных происходит без нарушения непрерывности.

Предположение, что спонтанно происходит рождение многих, а быть может, бесконечного числа отличающихся своими параметрами Вселенных, и что Вселенная, окружающая нас, выделена среди множества миров именно условием возникновения жизни и разума, получило название «антропного принципа» (АП). Зельдович пишет, что первое известное ему рассмотрение АП в контексте расширяющейся Вселенной принадлежит Идлису (1958 год). В концепции многолистной Вселенной антропный принцип тоже может играть роль, но для выбора между *последовательными* циклами или *их областями*. Эта возможность рассматривается в моей работе «Многолистные модели Вселенной». Одна из трудностей многолистных моделей заключается в том, что образование «черных дыр» и их слияние настолько нарушают симметрию на стадии сжатия, что совершенно непонятно, пригодны ли при этом условия следующего цикла для образования высокоорганизованных структур. С другой стороны, в достаточно продолжительных циклах происходят процессы распада барионов и испарения черных дыр, приводящие к выглаживанию всех неоднородностей плотности. Я предполагаю, что совокупное действие этих двух механизмов – образования черных дыр и выравнивания неоднородностей – приводят к тому, что происходит последовательная смена более «гладких» и более «возмущенных» циклов. Нашему циклу, по предположению, предшествовал «гладкий» цикл, во время которого черные дыры не образовались. Для определенности можно рассматривать замкнутую Вселенную с «ложным» вакуумом в точке поворота стрелы времени. Космологическая постоянная этой модели может считаться равной нулю, смена расширения сжатием происходит просто за счет взаимного притяжения обычного вещества. Продолжительность циклов возрастает вследствие роста энтропии при каждом цикле и превосходит любое заданное число (стремятся к бесконечности), так что условия распада протонов и испарения «черных дыр» выполняются.

Многолистные модели дают ответ на так называемый парадокс больших чисел (другое возможное объяснение – в гипотезе Гута и других, предполагающей длительную стадию «раздувания», см. в главе 18).

Почему общее число протонов и фотонов во Вселенной конечного объема так необозримо велико, хотя и конечно? И другая форма этого вопроса, относящаяся к «открытому» варианту, – почему так велико число частиц в той области бесконечного мира Лобачевского, объем которой порядка A^3 (A – радиус кривизны)?

Ответ, который дается многолистной моделью, очень прост. Предполагается, что с момента $t = 0$ прошло уже много циклов, во время каждого цикла увеличивалась энтропия (т.е. число фотонов) и соответственно в каждом цикле генерировался все больший барионный избыток. Отношение числа барионов к числу фотонов в каждом цикле при этом постоянно, так как оно определяется динамикой начальных стадий расширения Вселенной в данном цикле. Общее число циклов с момента $t = 0$ как раз таково, что получилось на-

блюдаемое число фотонов и барионов. Так как рост их числа происходит в геометрической прогрессии, то для необходимого числа циклов мы получим даже не столь уж большое значение.

Побочным результатом моей работы 1982 года является формула для вероятности гравитационного слипания черных дыр (использована оценка в книге Зельдовича и Новикова).

С многолистными моделями связана еще одна интригующая воображение возможность, верней – мечта. Может быть, высокоорганизованный разум, развивающийся миллиарды миллиардов лет в течении цикла, находит способ передать в закодированном виде какую-то ценную часть имеющейся у него информации своим наследникам в следующих циклах, отделенных от данного цикла во времени периодом сверхплотного состояния?.. Аналогия – передача живыми существами от поколения к поколению генетической информации, «спрессованной» и закодированной в хромосомах ядра от оплодотворенной клетки. Эта возможность, конечно, совершенно фантастична, и я не решился писать о ней в научных статьях, но на страницах этой книги дал себе волю. Но и независимо от этой мечты гипотеза многолистной модели Вселенной представляется мне важной в мировоззренческом философском плане.

31. КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ ПЕРЕХОДЫ С ИЗМЕНЕНИЕМ СИГНАТУРЫ МЕТРИКИ *

Посвящается Люсе

Высказана гипотеза о существовании состояний физического континуума, включающих области с различной сигнатурой метрики и о возникновении наблюдаемой Вселенной и бесконечного числа других Вселенных в результате квантовых переходов с изменением сигнатуры метрики. Лагранжиан в такой теории должен удовлетворять условиям неотрицательности в областях с четной сигнатурой. Сигнатура здесь – число временных координат. Индуцированный гравитационный лагранжиан в конформно-инвариантной теории типа Калуцы – Клейна, по-видимому, удовлетворяет этому требованию и приводит к эффективным уравнениям теории тяготения макропространства, совпадающим с уравнениями общей теории относительности. Высказано предположение о существовании в нашей Вселенной наряду с наблюдаемым (макроскопическим) временным измерением двух или другого четного числа компактифицированных временных измерений. Предположено, что образование евклидовой области в центре черной дыры и при космологическом сжатии Вселенной (если оно предопределено динамикой) является возможным исходом гравитационного коллапса.

§1. Введение

Обычно предполагается, что сигнатура метрики пространственно-временного континуума является его неотъемлемым физическим свойством, т.е. в каждой пространственно-временной точке метрический тензор g_{ik} имеет одно главное

*ЖЭТФ 87, 375–383 (1984).

значение, соответствующее по знаку времени, и три главных значения противоположного знака, соответствующие пространству. Здесь и ниже сигнатура – число временных координат. В теориях типа Калуцы–Клейна число временных координат по-прежнему обычно предполагается равным 1, компактифицированное фактор-пространство считается чисто пространственным. Исключение из теории переходов с изменением сигнатуры метрики эквивалентно неравенству нулю детерминанта g_{ik} , $g \neq 0$; компоненты метрического тензора при этом считаем непрерывными функциями координат.

В этой работе мы отказываемся от предположения об инвариантности сигнатуры метрики и рассматриваем состояния с различной сигнатурой. Во время переработки статьи я познакомился с работой А. Виленкина [1], в которой рассматривается рождение Вселенной Де Ситтера (замкнутой «раздувающейся» Вселенной) в результате квантового перехода с изменением сигнатуры сферы S_4 , т.е. из состояния с дефинитной метрикой, а также содержатся ссылки на более ранние публикации аналогичных идей.

Обозначения. Q – размерность пространственно-временного физического континуума. Считаем $Q > 4$, принимая теорию типа Калуцы–Клейна. σ – число временных координат в данной области пространственно-временного континуума (сигнатура). Знаки главных значений метрического тензора, соответствующих времени, условимся считать отрицательными, знаки пространственных направлений – положительными. В наблюдаемой Вселенной, по-видимому, $\sigma = 1$ (см., однако, ниже), т.е. знаки главных значений $(-, +, +, +)$. Области пространственно-временного континуума с $\sigma = 1$ условимся обозначать буквой U – от слова Universe. Чисто пространственные области $\sigma = 0$ обозначаем P – от имени древнегреческого философа Парменида, рассуждавшего о мире без движения (у Пушкина: «Движенья нет – сказал мудрец брадатый...»). В квантовой механике слово «состояние» употребляется в двояком смысле: 1) обычно как совокупность значений физических величин в данный момент времени; 2) но иногда как совокупность значений физических величин в пространстве и времени. В данной работе, следуя большинству авторов, слово «состояние» употребляется в первом смысле – как совокупность значений величин на гиперповерхности размерности $Q - 1$ (корамерности 1). Для совокупности значений величин в пространстве размерности Q используется термин «траектория».

В этой работе некоторые следствия гипотезы, допускающей значения сигнатуры σ , не равные 1, обсуждаются в связи с так называемым «антропологическим принципом». В 1950–1970-х годах независимо несколькими авторами была высказана гипотеза, что наряду с наблюдаемой Вселенной существует бесконечное число «других» Вселенных, многие из них обладают существенно иными, чем «наша» Вселенная, характеристиками и свойствами; наша Вселенная и похожие на нее Вселенные характеризуются такими параметрами, что в них могли возникнуть структуры (атомы, молекулы, звезды и планетарные системы и т.д.), обеспечивающие развитие жизни и разума. Эта гипотеза снимает многие вопросы типа – почему мир устроен именно так, а не иначе – с помощью предположения,

что есть иначе устроенные миры, но их наблюдение недоступно, во всяком случае сейчас. Некоторые авторы считают антропологический принцип неплодотворным и даже не соответствующим научному методу. Я с этим не согласен. Замечу, в частности, что требование применимости фундаментальных законов природы в существенно иных, чем в нашей Вселенной, условиях может иметь эвристическое значение для нахождения этих законов. Еще в 1917 году П. Эренфест [2] отметил, что число измерений наблюдаемого пространства, равное 3, возможно, объясняется тем, что при ином числе измерений изменяется показатель степени в законе Кулона и невозможно существование атомов; это, конечно, аргументация в духе антропологического принципа. Одна из известных мне ранних работ принадлежит Дикке [3]; Я.Б. Зельдович упоминает еще более раннюю работу Идлиса (1959 г.); см. также [4]. В 1980 г. Я.Б. Зельдович высказал гипотезу о множественном образовании замкнутых Вселенных из первичного пустого мира Минковского в результате процесса «отпочкования» [5] (см. также [6]).

Данная работа лежит в круге идей антропологического принципа; так же как в [5], предполагается образование замкнутых Вселенных, но из иного первичного субстрата – пространства с дефинитной метрикой.

В работе высказывается предположение, что, возможно, и наша Вселенная имеет иную сигнатуру, чем обычно принимается, а именно, что в ней наряду с наблюдаемым макроскопическим временным измерением существуют компактифицированные временные измерения. Эта гипотеза обсуждается в конце разд. 2.

§2. Динамический принцип. Проблема интерпретации. Гипотеза о сигнатуре наблюдаемой Вселенной

Прояснению принципиальных вопросов, рассматриваемых в этом разделе, способствовало ознакомление во время работы над статьей с препринтом Хартля и Хоукинга [7] по рекомендации А.Д. Линде.

Возможная интерпретация (не единственная) квантовой теории в применении ко Вселенной в целом – сравнение вероятностей различных состояний B_1, B_2, \dots , определяемых на некоторой выделенной гиперповерхности B , при наличии измерения состояния A_0 на некоторой другой гиперповерхности A . Амплитуда вероятности состояний B_i определяется квантовой суперпозицией (функциональным интегрированием) амплитуд траекторий, «натянутых» на состояния B_i и A_0 , т.е. удовлетворяющих на B и A граничным условиям для Q – 1-мерного метрического тензора и полей материи.

Траектории считаем непрерывными, но предполагаем, что они могут обладать различной топологией и иметь различную сигнатурную структуру.

На рис.1 в качестве наглядной иллюстрации изображены двумерные траектории, натянутые на два одномерных кольца A и B . Траектории 1 и 2 отличаются своей топологией, при этом разные одномерные сечения одной и той же траектории 2 имеют различную одномерную топологию (кольцо, два кольца, восьмерка). Траектории 3,4,5 отличаются от 1 и 2 сигнатурной структурой; при этом разные

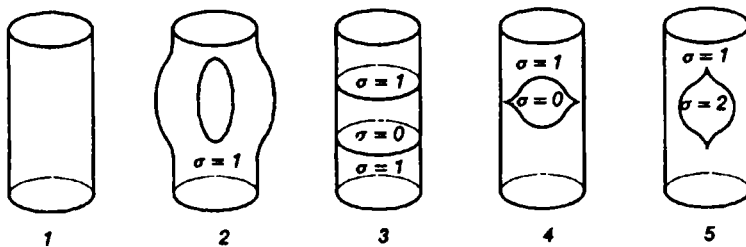


Рис. 1

сечения имеют разную сигнатурную структуру. По-видимому, граница U -области с P -областью должна быть со стороны U -области пространственно-подобной, а граница с областью $\sigma = 2$ – времениподобной.

Различия в сигнатурной структуре траектории представляются столь же естественными, как различия в топологической структуре. Менее ясно, есть ли необходимость рассматривать состояния с $\sigma \neq 1$ при интерпретации теории, предполагая их реализацию при приготовлении состояния на гиперповерхности A и измерении на гиперповерхности B . По-видимому, это тоже необходимо.

Заметим, следуя [7], что временное расстояние между гиперповерхностями не задается и не имеет в квантовой теории строгого смысла. Однако для фиксированных состояний A_0 и B ; можно говорить о наиболее вероятном расстоянии по времени.

Функциональное интегрирование должно проводиться по полям материи (обозначенным φ) и компонентам метрического тензора и включать суммирование по дискретным характеристикам натянутых траекторий. Функциональный интеграл (в несколько условной записи, игнорирующей проблемы калибровки, связи и меры) имеет вид

$$\int \delta\varphi \delta g_{ik} \exp\left(-\int dx_0 \dots dx_{Q-1} \sqrt{g} L\right) \dots \quad (1)$$

Здесь и всюду g – детерминант g_{ik} . Показатель экспоненты – выражение чисто мнимое при $g < 0$ ($\sigma = 1, 3, \dots$) и действительное при $g > 0$ ($\sigma = 0, 2, 4, \dots$). По-видимому, это – необходимое следствие аналитической структуры теории с переменной сигнатурой.

Для сходимости интеграла в областях, где $g > 0$ (σ – четное), необходимо потребовать в них $L \geq 0$. Это нетривиальное ограничение, имеющее, возможно, эвристическое значение для построения теории. В частности, стандартное выражение для лагранжиана гравитационного поля Эйнштейна – Гильберта $L_g \propto R$, линейное по скаляру кривизны, не удовлетворяет этому требованию. Теория с квадратичным (или более высокой четной степени) лагранжианом, определенном

в четырехмерном пространстве-времени (т.е. без компактифицированных измерений), противоречит эксперименту, не воспроизводится даже закон тяготения Ньютона. Так, при $L_g \propto R^2$ сила гравитационного взаимодействия двух тел не зависит от расстояния между ними. Отмеченная трудность отсутствует в теориях типа Калуцы – Клейна, что является дополнительным аргументом в их пользу. В этих теориях предполагается, что на современной стадии развития Вселенной характерные размеры (радиусы) компактификации малы по сравнению с характерными размерами макропространства $t, x_1, x_2, x_3 \dots$. Интегрируя лагранжиан гравитационного поля по координатам компактифицированного фактор-пространства, находим эффективный лагранжиан в данной точке макропространства: в первом приближении он содержит только постоянное слагаемое (космологическую постоянную) и слагаемое, линейное по скаляру кривизны макропространства:

$$L_g = \Lambda + \frac{1}{16\pi G} R .$$

Мы не рассматриваем тут механизма, приводящего к компактификации. Заметим только, что радиусы компактификации, если они постоянны в макропространстве, должны определяться какими-либо размерными параметрами лагранжиана типа затравочных масс; теория не обладает при этом конформной инвариантностью, и, по-видимому, возникают трудности с недефинитностью лагранжиана и расходимости. (Может быть, при каких-то частных значениях параметров трудности отсутствуют.) Представляют интерес альтернативные варианты теории, в которых лагранжиан конформно-инвариантен, радиусы компактификации зависят от макроскопических координат, сохраняя, однако, постоянные отношения. При этом достаточно плавные изменения радиусов компактификации будут не наблюдаемы, поскольку все размерные характеристики эффективного лагранжиана определяются масштабом компактификации; в частности, теория Бранса – Дикке сводится к теории Эйнштейна, и выполняется принцип эквивалентности (ср. [8]). В качестве примера рассмотрим индуцированный (т.е. порожденный квантовыми флуктуациями полей материи, ср. [9]) гравитационный лагранжиан в пространстве $Q = 4q$ с числом измерений, кратным 4; поля материи – безмассовые и удовлетворяющие конформно-инвариантным уравнениям. Из соображений размерности и конформной инвариантности следует предполагать, что индуцированный лагранжиан описывается выражением вида $L_g \propto I^q$, где I – квадратичный инвариант тензора Вейля (возможно, что более точное выражение включает и другие инварианты); соответствующий коэффициент безразмерен и, как можно надеяться, для суперсимметричных теорий конечен. Обозначив через ρ радиус компактификации, имеем для эффективного лагранжиана макропространства (M – масштаб эффективных масс частиц m_i):

$$m_i \propto M \propto 1/\rho, \quad \Lambda \propto 1/\rho^4, \quad G \propto \rho^2 .$$

До сих пор в нашем изложении в основном предполагалось (и предполагается далее, в частности в разд. 3), что сигнатура нашей Вселенной $\sigma = 1$. Однако

представляет интерес рассмотреть варианты строения Вселенной (и их следствия для теории элементарных частиц!), в которых $\sigma > 1$. По всем временным координатам, кроме одной, при этом предполагаем компактификацию.

В нашей Вселенной действие траектории определяет фазу ее комплексной амплитуды. Поэтому в соответствии с (1) σ – нечетное число, а число компактифицированных координат – четное. Заметим, что знак детерминанта g под корнем в (1) не может быть изменен произвольно (например, в связи с недефинитностью лагранжиана некоторых частиц в пространствах с нечетной сигнатурой).

Важным принципиальным вопросом является соотношение обсуждаемой гипотезы с принципом причинности. Под принципом причинности в релятивистских динамических теориях (не учитывающих эффектов квантовой гравитации) понимается следующее утверждение (это одна из возможных формулировок): состояние в некоторой пространственной области максимально определено состоянием на пространственном сечении внешней огибающей обращенных в прошлое световых конусов с вершинами на границе области, либо световых конусов, обращенных в будущее, но не двух таких состояний сразу («максимально определено» тут означает, что состояние за пределами огибающей не влияет на состояние в области). В квантовой гравитации принцип причинности в значительной степени обесценивается, так как метрика, а значит и огибающая световых конусов, различны для разных траекторий, суперпозиция амплитуд которых определяет состояние.

Особенность сигнатуры $\sigma > 1$, в отличие от обычно принимаемой сигнатуры $\sigma = 1$, заключается в том, что при этом уже в классической теории (и для отдельных траекторий в квантовой теории) нет двух различных направлений светового конуса, т.е. локально нет разделения прошлого от будущего. При $\sigma > 1$ световой конус делит пространство направлений лучей только на 2 области – пространственно-подобную и времениподобную, а не на 3 области, как в случае $\sigma = 1$. Топология направлений лучей светового конуса (топология пересечения конуса с единичной сферой S_{Q-1} в Q -пространстве) в случае $\sigma > 1$ – прямое произведение $S_{Q-\sigma-1} \otimes S_{\sigma-1}$ – это односвязное пространство. При $\sigma = 1$ сфера S_{Q-1} вырождается в две точки, конус двусвязный пересекает сферу S_{Q-1} по двум сферам S_{Q-2} , выделяя три области направлений – в будущее, в прошлое и пространственные направления.

Однако свойство глобальной упорядоченности гиперповерхностей размерности $Q - 1$ по макровремени при предположенной компактификации по всем временным координатам, кроме одной, сохраняется при любых значениях сигнатуры. Поэтому можно предполагать, что отсутствие локальной упорядоченности при $\sigma > 1$ не сказывается в макроскопических процессах с участием частиц с энергиями, много меньшими обратных радиусов временной компактификации (в соответствующих единицах). Если радиусы временной компактификации порядка или меньше планковской длины, то эффекты квантовой гравитации скажутся при таких же или меньших расстояниях.

§3. P-U-переход

Рассмотрим геометрию Q -пространства вблизи границы P -области ($\sigma = 0$) и U -области ($\sigma = 1$). Выберем координаты x_0, \dots, x_{Q-1} таким образом, что границе областей P и U соответствует значение $x_0 = a$. Предполагаем, что для классического решения вблизи границы областей

$$g_{00} = l/(x_0 - a). \quad (2)$$

При $x_0 > a$ имеем область P , при $x_0 < a$ – область U . Величина l , вообще говоря, зависит от координат x_1, \dots, x_{Q-1} , не меняясь по порядку величины. Граница N областей P и U , по нашему предположению, – замкнутая несингулярная гиперповерхность размерности $Q - 1$. В случае нашей и похожих Вселенных N имеет топологическую структуру прямого произведения:

$$N = M \otimes K.$$

В случае нашей Вселенной размерность $M = 3$, это – или сфера S_3 , или тор $T_3 = S_1 \otimes S_1 \otimes S_1$, или $S_2 \otimes S_1$. Размерность K равна $Q-1-M$; по своей топологической структуре K – прямое произведение сфер разных размерностей и, возможно, замкнутых топологических пространств более общего типа (например, в двумерном случае с p -«ручками», $2 \leq p < \infty$).

Предполагается, что на ранней стадии эволюции Вселенной пространство K сжимается (компактифицируется), а M расширяется, образуя наблюдаемое макроскопическое пространство. K – фактор-пространство теории Калуцы – Клейна. В конформно-инвариантных вариантах теории, как я отметил выше, радиусы K -пространства формально переменны, возможно растут, но на современной стадии эволюции нашей Вселенной остаются много меньше характерных размеров макространства, их плавные изменения могут быть устранены конформным преобразованием.

Решение (2) имеет разрыв непрерывности g_{00} . Квантовые траектории должны удовлетворять требованиям непрерывности динамических переменных, в их числе компонент метрического тензора. Качественный вид непрерывных траекторий $g_{00}(x_0)$ с изменением сигнатуры показан на рис.2 штрихами. В области ширины порядка l непрерывная траектория не может удовлетворять классическим уравнениям, т.е. имеет место квантовый переход.

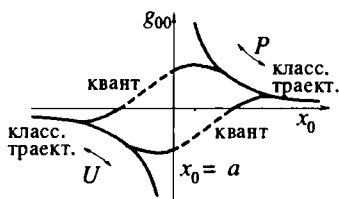


Рис. 2

В каждой из областей P и U особенность (2) может быть устранена преобразованием координат.

$$\text{В области } P : \quad x_0 - a = y^2/4l, \quad g_{00} \rightarrow g'_{00} = 1. \quad (3)$$

$$\text{В области } U : \quad a - x_0 = t^2/4l, \quad g_{00} \rightarrow g'_{00} = -1.$$

Переменные y и t принимают как положительные, так и отрицательные значения. Классическое решение (2) для P -области в переменных y может быть расширено на положительные и отрицательные значения y , а классическое решение для U -области может быть расширено на положительные и отрицательные значения t . Квантовые переходы с изменением сигнатуры Вселенной (так же как топологии) с наибольшей вероятностью могут происходить при минимальных пространственных размерах Вселенной. Если описанная картина имеет отношение к нашей Вселенной, то при экстраполяции ее наблюдаемого состояния в далекое прошлое мы должны предполагать суперпозицию состояния Вселенной до момента максимальной плотности и состояния с дефинитной метрикой. Для пояснения этой ситуации можно воспользоваться аналогией с квантово-механической задачей об одномерном движении волнового пакета в пространстве, разделенном потенциальным барьером. Пусть в момент времени $t_1 > 0$ состояние описывается волновым пакетом, причем групповая скорость $v_1 > 0$ (движение от барьера). Тогда для $t_2 < 0$ экстраполированное назад по времени решение уравнения Шредингера представляет собой суперпозицию двух когерентных состояний – волнового пакета справа от барьера и волнового пакета слева от барьера. Оба пакета при $t < 0$ движутся к барьеру и при $t = 0$ сливаются в один пакет, уходящий направо. Пакет справа от барьера является аналогом U -состояния, пакет слева – P -состояния. Аналогия не точна, так как в P -области нет времени.

Состояние Вселенной с минимальными пространственными размерами, возможно, является состоянием «ложного вакуума». В соответствии с описанной выше картиной решение может быть продолжено в будущее и прошлое (в окрестности «нулевой» точки, но по закону «цепной линии» $\text{ch}(t/t_0)$). Вакуумное состояние, в том числе состояние ложного вакуума, обладает минимальной энтропией. Поэтому энтропия возрастает при удалении от вакуумной точки в прошлое и будущее, т.е. имеет место «поворот стрелы времени». Мыслимы и другие варианты реализации поворота стрелы времени, см. [10].

В заключение этого раздела сделаем замечание, относящееся к черным дырам и космологическим коллапсам Вселенной. Возможно, U - P -переход имеет место при гравитационном коллапсе и является его исходом (или одним из исходов, альтернативный исход – расширение в «другое» пространство, классическое решение этого типа известно для заряженной черной дыры). От компактификации отвлечемся. Предполагаем, что в центре черной дыры (для определенности – образовавшейся при симметричном гравитационном коллапсе и затем испарившейся по Хокингу) может существовать четырехмерная P -область, имеющая пространственно-подобную трехмерную замкнутую границу. P -область

сферически-симметрична и вытянута вдоль пространственно-подобной оси T -области шварцшильдовского решения (которая в нашей терминологии является U -областью). Образование аналогичной P -области предполагаем возможным при космологическом коллапсе замкнутой Вселенной (если ее динамика предопределяет смену расширения сжатием), после одного или нескольких циклов расширения-сжатия. Конечно, внутри P -области опять возможны включения с другими сигнатурами.

§4. Антропологический принцип и космологическая постоянная

Различные области Q -пространства могут отличаться друг от друга дискретными и непрерывными параметрами. В духе антропологического принципа считаем, что наблюдаемая Вселенная выделена совокупностью значений параметров, благоприятных для развития жизни и разума. В частности, возможно, сигнатура (равная 1 или другому нечетному числу) является одним из таких параметров.

Для Вселенной с данной сигнатурой в качестве следующего дискретного параметра мы должны рассмотреть размерность (число измерений) компактифицирующегося фактор-пространства K и размерность макропространства $M=Q-\sigma-K$, не обязательно равную 3. Эта возможность, следующая из гипотезы компактификации, – естественная реализация идеи [4] о возникновении Вселенных с различным числом пространственных измерений M ; по-видимому, остаются в силе и аргументы [2] о причине выделенности «нашего» случая $M=3$.

Дискретными параметрами являются также топологические характеристики границ областей P и U . Дискретные параметры определяют эффективный лагранжиан макропространства.

Непрерывными параметрами являются начальные значения характеристик полей материи и начальных нарушений симметрии границ перехода. Эти параметры вместе с дискретными параметрами определяют эволюцию Вселенной.

Как известно, космологическая постоянная $\Lambda = 0$ или аномально мала, причем, что особенно удивительно, не во внутренне-симметричном состоянии «ложного» вакуума, а в состоянии «истинного» вакуума с нарушенными симметриями. Малость или равенство нулю Λ – это один из основных факторов, обеспечивающих длительность существования Вселенной, достаточную для развития жизни и разума. Поэтому естественно попытаться привлечь для разрешения проблемы космологической постоянной антропологический принцип.

Если малое значение космологической постоянной определяется «антропологическим отбором», то оно обусловлено дискретными параметрами. При этом Λ либо точно равна нулю в каком-то варианте, либо чрезвычайно мала. В этом последнем случае следует предполагать, что число вариантов набора дискретных параметров достаточно велико, так что спектр значений Λ в окрестности точки $\Lambda = 0$ достаточно «плотный». Это, очевидно, требует большого значения размерности K компактифицированного пространства или (и) наличия в некоторых топологических сомножителях сложной топологической структуры (типа большого числа «ручек»).

Заметим в заключение, что в пространстве P следует рассматривать бесконечное число U -включений (для всей совокупности траекторий или даже для одной траектории); при этом параметры бесконечного числа из них могут быть сколь угодно близкими к параметрам наблюдаемой Вселенной. Поэтому можно предполагать, что число похожих на нашу Вселенных, в которых возможны структуры, жизнь и разум, – бесконечно. Это не исключает того, что жизнь и разум возможны также в бесконечном числе существенно иных Вселенных, образующих конечное или бесконечное число классов «похожих» Вселенных, в том числе Вселенных с иной, чем наша, сигнатурой.

§5. Заключение

В работе высказана и обсуждается гипотеза о существовании траекторий физического пространственно-временного континуума с различными значениями сигнатуры метрики. По-видимому, в теории, допускающей траектории с четной сигнатурой, лагранжиан в областях с такой сигнатурой не может быть отрицательным. Это, вместе с требованием соответствия ОТО, существенно ограничивает допустимый класс теорий. Индуцированная нелинейная гравитация в теории типа Калуцы – Клейна с числом измерений, кратным 4, и полями материи с конформно-инвариантным лагранжианом рассматривается в качестве примера, удовлетворяющего этим требованиям.

Предыстория наблюдаемой Вселенной, согласно гипотезе, является квантовой суперпозицией квазиклассической траектории с обращенной стрелой времени и траекторий с квантовыми переходами, включающими области с дефинитной метрикой, а также разнообразные области с обычной сигнатурой $\sigma = 1$ и с другими сигнатурами $\sigma = 2, 3 \dots$ и т.д. В работе предложено возможное объяснение аномальной малости космологической постоянной с использованием антропологического принципа. Это объяснение не зависит от гипотезы о переходах с изменением сигнатуры метрики.

В работе высказано предположение, что сигнатура наблюдаемой Вселенной в действительности не равна 1 и что в ней имеется четное число дополнительных компактифицированных временных измерений. Обсуждается возможность согласования этого предположения с принципом причинности.

Высказано предположение об образовании P -области при гравитационном коллапсе в качестве его исхода или одного из возможных исходов.

Я благодарю Д.А. Киржница и А.Д. Линде за очень полезное обсуждение, за помощь в ознакомлении с важными работами и при подборе ссылок на литературу. Я благодарю за помощь мою жену Е.Г. Боннэр.

*Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР*

*Поступила в редакцию
14. III. 1984*

Литература

- [1] A. Vilenkin, Phys. Rev. D 27, 2848 (1983).
- [2] P. Ehrenfest, Proc. Amsterdam Acad. 20, 200 (1917).

- [3] R.N. Dicke, Nature **192**, 3440 (1961).
- [4] B.J. Carr and M.J. Ress, Nature **278**, 605 (1979); И.Л. Розенталь, УФН **131**, 239 (1980). A.D. Linde, in: *The Very Early Universe*, ed. G. Gibbons, S. Hawking, and S. Siklos, Cambridge Univ. Press, 1983, p.205.
- [5] Я.Б. Зельдович, Письма в Астрон. ж. **7**, 579 (1981).
- [6] П.И. Фомин, ДАН УССР **9А**, 831 (1975); R. Brout, F. Englert, and E. Gunzig, Ann. Phys. (N.Y.) **115**, 78 (1978); K. Sato, H. Kodama, M. Sasaki, and K. Maeda, Phys. Lett. B **108**, 103 (1982); L.P. Grishchuk and Ya.B. Zeldovich, in: *Quantum Structure of Space and Time*, ed. M. Duff and C. Isham, Cambridge Univ. Press, 1982, p. 409.
- [7] J.B. Hartle and S.W. Hawking, Phys. Rev. D **28**, 2960 (1983).
- [8] А.Д. Сахаров, Письма в ЖЭТФ **20**, 189 (1974).
- [9] А.Д. Сахаров, ДАН СССР **177**, 70 (1967).
- [10] А.Д. Сахаров, ЖЭТФ **93**, 1233 (1982).

КОММЕНТАРИИ К СТАТЬЕ 31

1. А. Д. Сахаров (Отчет за 1984 г.)

Дремину И.М.

В 1984 г. мною была опубликована работа «Космологические переходы с изменением сигнатуры метрики» (ЖЭТФ; т. 87, 1984, Вып. 2 (8), с. 375–383). Высказана гипотеза о существовании состояний физического континуума, включающих области с различной сигнатурой метрики, и о возникновении наблюдаемой Вселенной и бесконечного числа других Вселенных в результате квантовых переходов с изменением сигнатуры метрики. Высказано предположение о существовании в нашей Вселенной наряду с наблюдаемым (макроскопическим) временным измерением двух или другого четного числа компактифицированных временных измерений. Высказано предположение, что равенство 0 или аномальная малость космологической постоянной обусловлены антропологическим отбором, т.е. свойственны наблюдаемой Вселенной и не имеют места во многих ненаблюдаемых Вселенных.

С уважением А. Сахаров

2. И.Д. Новиков, В.П. Фролов

Евклидов подход к описанию подбарьерного туннелирования квантовых систем является распространенным и удобным приемом. Этот прием в последние годы интенсивно используется для описания свойств ранней Вселенной. В работе формулируется неожиданное предложение рассматривать евклидовы и псевдоевклидовы геометрии как в известной степени равноправные и сосуществующие в разных областях единой Вселенной. Квантовыми в этом случае являются граничные районы между такими областями. Подобная возможность в принципе позволяет по-новому подойти не только к проблеме рождения Вселенной, но и к проблеме конечного состояния коллапсирующих систем. В русле развития этих идей лежат современные космологические модели «вечной Вселенной», в которых в глобальной картине мира квантовые сингулярные области в некотором смысле «всегда» сосуществуют с областями, подобными наблюдаемой нами Вселенной.

3. В.А. Рубаков

Идея о необходимости учета пространственно-временных многообразий с различной сигнатурой метрики при исследовании квантовой эволюции в теории гравитации, рассмотренная в комментируемой работе А. Д. Сахаровым и независимо от него Хоукингом [1] и другими авторами (см. литературу в работах [2,3]), оказалась весьма плодотворной. На ее основе возникли попытки количественного описания рождения Вселенной из «ничего»; в этом случае P -область представляет собой часть 4-сферы, а начальная трехмерная гиперповерхность сингулярна (кроме цитированных в комментируемой статье работ упомянем в этой связи статьи Калинина и Мельникова [4], Аткаца и Пагелса [5], Линде [6] и Рубакова [7]). Другим возможным процессом является отщепление замкнутой дочерней Вселенной от Вселенной большого размера. Соответствующие решения уравнений Эйнштейна с сигнатурой $\sigma = 0$ найдены в работах Гиддингса и Стромингера [8] (отщепление сжимающейся Вселенной) и Рубакова и Тинякова [9] (отщепление расширяющейся Вселенной), причем P -область имеет для них структуру воронки.

Влияние упомянутых в комментируемой статье процессов с изменением пространственной топологии, в том числе отщепления реальных или виртуальных дочерних Вселенных, на физические законы в нашей Вселенной широко обсуждается в последнее время [8,10–12], особенно в связи с проблемой космологической постоянной [13–15]. Учет этих процессов приводит к тому, что значения констант связи в разных макроскопических Вселенных, вообще говоря, различны, что, наряду с обсуждаемыми в комментируемой работе особенностями теорий типа Калуцы – Клейна, может служить основой для применения антропного (антропологического) принципа.

Идея А.Д. Сахарова о привлечении антропного принципа к решению проблемы космологической постоянной была развита Вейнбергом [16], который получил соответствующие количественные ограничения.

Высказанная в комментируемой статье гипотеза о возможном существовании дополнительных компактифицированных времениподобных измерений сталкивается, вообще говоря, с проблемой появления тахионов в спектре частиц в макроскопической Вселенной. Детальное исследование этой проблемы до сих пор не проведено.

Литература

- [1] S.W. Hawking, Nucl. Phys. B **138**, 349 (1978).
- [2] А.Д. Линде, *Физика элементарных частиц и инфляционная космология*, М.: Наука, 1990.
- [3] J.J. Halliwell, Int. J. Mod. Phys. A **5**, 2473 (1990).
- [4] М.И. Калинин, В.Н. Мельник, Труды ВНИИФТРИ **16**, М.: Госстандарт, 1972, с.43.
- [5] D. Atkatz and H. Pagels, Phys. Rev. D **25**, 2065 (1982).
- [6] A.D. Linde, Lett. Nuovo Cimento **39**, 401 (1984).
- [7] V.A. Rubakov, Phys. Lett. B **148**, 280 (1984).
- [8] S. Giddings and A. Strominger, Nucl. Phys. B **306**, 280 (1987).
- [9] V.A. Rubakov and P.G. Tinyakov, Phys. Lett. B **214**, 334 (1988).
- [10] S.W. Hawking, Phys. Lett. B **195**, 337 (1987).
- [11] G.V. Lavrelashvili, V.A. Rubakov, and P.G. Tinyakov, Nucl. Phys. B **299**, 757 (1988).
- [12] S. Coleman, Nucl. Phys. B **307**, 867 (1988).
- [13] T. Banks, Nucl. Phys. B **309**, 493 (1988).
- [14] S. Coleman, Nucl. Phys. B **310**, 643 (1988).
- [15] S. Giddings and A. Strominger, Nucl. Phys. B **321**, 481 (1988).
- [16] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **59**, 2607 (1987).

4. И.Я. Арефьева, И.В. Волович

В этой работе А.Д. Сахарова начата систематическая разработка идеи о переменной сигнатуре пространства-времени. Эта идея обсуждается применительно как к теориям поля типа Калуцы – Клейна с дополнительными измерениями, так и в случае четырехмерного континуума.

Как известно, в теоретической физике обычно считается, что пространственно-временной континуум имеет метрику фиксированной сигнатуры, отвечающей одному временному и трем пространственным измерениям. Сахаров предположил, что в квантовой теории возможны переходы с изменением сигнатуры аналогично тому, как возможны переходы с изменением топологии. Он рассмотрел вопросы о том, как строить соответствующую квантовую теорию и как согласовать эту гипотезу с наблюдаемыми фактами.

В работе Сахарова предложен квантовый динамический принцип, позволяющий учитывать метрики произвольной сигнатуры. Он заключается в рассмотрении континуального интеграла вида:

$$\sum_{\sigma} \int \exp(-L\sqrt{g} dx) Dg_{\mu\nu} D\varphi,$$

где $g_{\mu\nu}$ – метрика на многообразии с σ времениподобными направлениями, $g = \det(g)$, φ – поля материи. Производится суммирование по метрикам со всеми возможными сигнатурами.

Отметим, что для лоренцевой сигнатуры в действии автоматически появляется мнимая единица. Несмотря на свою естественность, приведенная выше формула весьма нетривиальна. Например, можно поставить вопрос о возможных фазовых факторах при суммировании по σ . Далеко не очевидным представляется ответ на вопрос о граничных условиях в континуальном интеграле.

Идея о возможности существования дополнительных измерений у пространства-времени разрабатывалась в теории поля с начала века. В последнее десятилетие она получила всеобщее признание в связи с развитием подхода к единой теории элементарных частиц на основе теории суперструн. В большинстве работ дополнительные измерения считались пространственно-подобными. Причина этого в том, что дополнительные времениподобные измерения после компактификации приводят, вообще говоря, к наличию гостов (метрика в пространстве состояний становится неположительно определенной и теряется вероятностная интерпретация) и тахионов (частиц с мнимой массой), см. [1,2]. Вообще говоря, представляется более привлекательным не фиксировать сигнатуру с самого начала, а определять ее динамически, т.е. исходя из решения уравнения движения. Квантовый динамический принцип Сахарова позволяет учитывать метрики произвольной сигнатуры. В дальнейшем эти идеи получили развитие в ряде работ. В [3] было показано, что проблема гостов в безмассовом секторе решается, если внутреннее пространство удовлетворяет следующим условиям:

- 1) оно не имеет векторных полей Киллинга;
- 2) при наличии в составе полей материи кососимметрического тензора ранга τ , нечетные числа Бетти должны исчезать, $b_{2k+1} = 0$ при $k = 0, 1, \dots, 2k + 1 \leq \tau$.

В работе Сахарова рассматривается проблема космологической постоянной в связи с антропологическим принципом. Наблюдаемая Вселенная характеризуется набором дискретных и непрерывных параметров. Одним из таких параметров является сигнатура. Сахаров предположил, что для объяснения исчезающей космологической постоянной требуется наличие во внутреннем пространстве многообразий со сложной топологической структурой, типа пространств с большим числом «ручек». В дальнейшем было показано [3], что в соответствующих решениях появляются пространства постоянной отрицательной кривизны, действительно имеющие весьма сложную топологию указанного типа.

Для эффективной полевой теории суперструн, для 11-мерной супергравитации и ряда других моделей было показано, что наличие дополнительных времениподобных измерений приводит к исчезновению космологической постоянной в 4-мерном пространстве-времени [3]. Таким образом, дополнительные времениподобные измерения дают механизм для решения проблемы космологической постоянной. По существу частным случаем этого общего механизма была предложенная в [4] схема решения проблемы нулевой космологической постоянной за счет удвоения общей размерности (включая и введение второго времени). Последняя работа, как отмечалось в [5], послужила толчком в развитии теории космологической постоянной на основе представления о дочерних Вселенных.

Таким образом, идеи, высказанные в работе Сахарова, предвосхитили современные попытки решения проблемы космологической постоянной.

Следует подчеркнуть, что в рамках многомерных теорий с дополнительными времениподобными измерениями возможно получение замкнутого сектора безмассовых частиц с удовлетворительными физическими свойствами. Этот подход позволяет также решить известную проблему киральных фермионов [6].

Однако, если мы рассматриваем высшие возбуждения, то в указанном круге проблем остается неясной проблема тахионов и связанная с ней проблема причинности. Наивные рассуждения в духе стандартного механизма Калуцы – Клейна, показывают, что компактификация времениподобных измерений приводит к отрицательному спектру квадрата масс, т.е. к тахионам. Заметим однако, что масса тахиона должна быть порядка планковской, т.е. для появления тахиона необходим импульс порядка обратной планковской длины, а в этой области рассматриваемое приближение не применено. Здесь необходим учет квантовых поправок в исходной теории, что включает в игру вопрос о расходимостях в квантовой гравитации.

С проблемой тахионов тесно связана проблема причинности. В работе Сахарова подчеркивается, что введение дополнительных компактифицированных времен нарушает причинность только на малых планковских расстояниях, при этом макропричинность сохраняется. Это наблюдение открывает новые возможности для дальнейшего изучения вопроса. Требуется детальный анализ Коши для ультрагиперболических уравнений с компактными всеми, кроме одного, временами и в этой связи пересмотр всей постановки задачи квантования и, следовательно, приближенных квазиклассических приближений, приводящих, в частности, к тахионам.

Другой круг вопросов, обсуждаемых в статье, это вопрос о сигнатуре 4-мерного пространства. Сахаров высказывает гипотезу, что возможным конечным состоянием при гравитационном коллапсе будет четырехмерная евклидова область. Образование таких чисто пространственных областей без движения представляется весьма естественным для начальных или конечных этапов развития Вселенной и хорошо согласуется с идеей Хокинга о принципиальной важности евклидовой формулировки в квантовой космологии.

Отметим, что нестандартные сигнатуры появились также в недавних работах по теории мембран [7] и суперструн [6,8]. Переменная сигнатура является одним из характерных свойств p -адической гравитации [9].

В современной теории суперструн сделан, как известно, шаг к вычислению размерности пространства-времени. Исследование квантовых переходов с изменением сигнатуры метрики позволяет подойти к вопросу о вычислении сигнатуры пространственно-временного континуума.

Многие вопросы требуют дальнейших исследований. Однако, несомненно, что идея переменной сигнатуры, систематическая разработка которой начата в этой работе Сахарова, должна войти составной частью в будущую единую теорию.

Литература

- [1] J. Scherk, in: *Recent Developments in Gravitation*, ed. M. Levy and S. Deser, N.Y., Plenum, 1979, p. 479.
- [2] И.Я. Арефьева, И.В. Волович, УФН **146**, 655–681 (1985).
- [3] I.Ya. Aref'eva and I.V. Volovich, Письма ЖЭТФ **41**, 654 (1985); Phys. Lett. B **164**, 287 (1985); I.Ya. Aref'eva, B. Dragovic, and I.V. Volovich, Phys. Lett. B **177**, 357 (1986).
- [4] A.D. Linde, Phys. Lett. B **200**, 272 (1988).
- [5] S. Coleman, Nucl. Phys. B **307**, 864 (1988).
- [6] А.Д. Попов, ТМФ **74**, 223 (1988); **76**, 78 (1988); ЯФ **52**, 1199 (1990).
- [7] M.P. Blencowe and M.J. Duff, Nucl. Phys. B **310**, 387 (1988).
- [8] H. Ooguri and C. Vafa, Preprint, Harvard Univ. (1990).
- [9] I.Ya. Aref'eva, P.H. Frampton, B. Dragovis, and I.V. Volovich, Inter. J. Mod. Phys. (1991).

5. Б.Л. Альтшулер

Комментируемая статья богата идеями; я остановлюсь на одной из них.

Трудность, может быть главная, всего подхода с использованием пространств высших измерений в значительном, дополнительном по сравнению с каноническими 4-мерными теориями, произволе: какова топология и геометрия компактного микроскопического пространства? Какое следует брать исходное действие гравитационного поля в Q -мерии? Предложение Сахарова (см. §2): действие в Q -пространстве должно быть конформно-инвариантно, т.е. (символически) лагранжиан $L \propto (\hat{C})^{Q/2}$, $\hat{C} \equiv C_{ij}^{kl}$ – тензор Вейля. Такой лагранжиан может возникнуть в рамках концепции «индуцированной гравитации», как поляризационный эффект, обусловленный «упругостью вакуума» безмассовых конформно-инвариантных в Q -пространстве полей материи. При этом он не содержит размерных параметров и в принципе вычисляем (если, конечно, удастся конформно-инвариантным способом справиться с ультрафиолетовыми расходимостями). Стандартный лагранжиан Эйнштейна – Гильберта в 4-мерии, так же как и весь ряд по кривизне «нашего» пространства-времени, восстанавливается на следующем этапе: в результате компактификации «лишних» измерений. *Индукция эйнштейновского действия компактификацией есть существенное и нетривиальное расширение идеи квантово-индуцированной гравитации, впервые высказанной Сахаровым в 1967 году.*

В теории струн, в суперсимметричных теориях с «плоскими потенциалами», в «безмасштабных» моделях типа Калуцы – Клейна спектр полей 4-мерной эффективной теории включает безмассовые скалярные моды (дилатон, масштаб компактификации), от которых мультипликативно зависят ньютоновская постоянная, постоянная тонкой структуры и т.п. Это приводит к известной трудности «пятой силы» (нарушение принципа эквивалентности) и «плывущих», космологически меняющихся констант, что с огромной точностью исключается наблюдениями. Эта проблема пока не решена ([1], гл. 13,14); надежды здесь возлагаются на низкоэнергетические квантовые радиационные поправки, в результате которых в первоначально плоском потенциале должен возникнуть минимум, фиксирующий вакуумное среднее скалярных нуль-мод. Однако вся низкоэнергетическая область ($E \ll M_{pl} \approx 10^{19}$ ГэВ) есть terra incognita современных единых теорий. Идея Сахарова о первичной конформно-инвариантной теории гравитации в Q -мерии предлагает совсем иное решение проблемы «плывущих» констант. В такой теории зависимость радиуса компактификации от макроскопических координат 4-мерия всегда можно откалибровать масштабным преобразованием. Ситуация полностью аналогична случаю теории Бранса – Дике с $\omega = -3/2$, в которой переменность ньютоновской постоянной фиктивна (см.

статью 20). В результате гравитация в 4-мерном пространстве описывается стандартной теорией Эйнштейна, тогда как безразмерные константы взаимодействия калибровочных полей есть числа, не зависящие от масштаба компактификации ρ . В этом принципиальное отличие конформно-инвариантного подхода Сахарова от «классической» теории Калуцы – Клейна, в которой калибровочная константа взаимодействия определяется отношением l_{pl}/ρ ($l_{pl} = 10^{-33}$ см, планковская длина).

Для иллюстрации этого круга идей Сахарова в [2] приведены результаты расчета калибровочной и ньютоновской постоянных для модели компактификации в теории с исходным конформно-инвариантным, суперсимметризуемым, так называемым «геометрическим» действием.

Литература

- [1] M.B. Green, J.H. Schwarz, and E. Witten, *Superstring Theory*, Cambridge University Press, 1988 (М. Грин, Дж. Шварц, Э. Виттен, *Теория суперструн*, М.: Мир, 1990).
- [2] Б.Л. Альтшулер, *О научных трудах А. Д. Сахарова*, УФН 161, 20 (1991).

32. ИСПАРЕНИЕ ЧЕРНЫХ МИНИ-ДЫР И ФИЗИКА ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ *

Наблюдение конечных стадий испарения черных мини-дыр, если они будут обнаружены, может дать важные сведения о физике высоких энергий вплоть до планковской энергии. Приведены некоторые относящиеся сюда оценки. Указано, в частности, на возможную роль в динамике испарения «теневого мира», предполагаемого в некоторых теориях.

Большая часть процессов и особенностей физики, объединенных теорией всех видов взаимодействий, в особенности включающих гравитацию, не может быть изучена в обозримом будущем в лабораторных условиях с помощью ускорителей. Одним из способов проверки теоретических представлений является применение их к ранней космологии и сопоставление с наблюдательными данными. Целью этой статьи является указать на возможности, связанные с наблюдением конечных стадий квантового испарения черных мини-дыр, если они будут обнаружены. Гипотеза о возможном образовании мини-дыр на ранней стадии расширения Вселенной была высказана Зельдовичем и Новиковым [1] в 1966 г. и независимо Хоукингом [2]. Хоукинг впоследствии показал [3], что черные дыры являются излучателями с температурой

$$T = \frac{M_p^2}{8\pi M}, \quad (1)$$

где M – масса дыры, $M_p = G^{-1/2}$ – планковская масса, принято $k = \hbar = c = 1$. Качественные соображения, приводящие к формуле типа (1), были высказаны Бекенштейном [4]. До сих пор мини-дыры (и их излучение) не наблюдались, и

* Письма в ЖЭТФ 44, (6), 295–298 (1986).

оценки их возможной распространенности в «инфляционных» космологических сценариях неблагоприятны. Но тем не менее поиски их не безнадежны.

На конечных стадиях испарения температура T возрастает настолько, что могут быть испущены частицы самых больших масс, вплоть до планковской, и, в принципе, с малой вероятностью, даже больших, в том числе магнитные монополи и струны – если те и другие существуют.

Динамика испарения зависит от эффективного числа сортов испаряемых частиц, обозначаемого ниже g . Скорость полного излучения энергии равна

$$\left| \frac{dM}{dt} \right| = \frac{g}{2} \frac{dE}{dt}, \quad (2)$$

где dE/dt – излучение энергии фотонами.

В некоторых обсуждаемых сейчас теориях предполагается существование «теневого мира», т.е. частиц, взаимодействующих с «нашим» миром лишь гравитационно. Частицы «теневого мира» должны испаряться из черной дыры наряду с «нашими» и удваивать скорость изменения массы черной дыры (т.е. величину g). Если в «теновом мире», как это предполагается во многих вариантах теории, нарушения симметрии происходят иначе, чем в «нашем» мире, и частицы остаются безмассовыми, то при температурах черной дыры, соответствующих массам «наших» частиц и менее, скорость изменения массы изменится в десятки и даже сотни раз. Проверка предположения о существовании «теневого мира» – одно из возможных применений испарения черных дыр в физике высоких энергий.

Приведем некоторые оценки, относящиеся к методам определения параметра g , а также оценки образования частиц большой массы.

При достаточно малых температурах испускание частиц и потеря массы в результате излучения даются выражениями

$$\frac{dn}{dt} = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^{\infty} S p^2 \frac{v}{e^{E/T} \pm 1} dp, \quad (3)$$

$$\frac{dM}{dt} = -\frac{1}{2\pi^2} \Sigma \int_0^{\infty} \frac{S p^3}{e^{E/T} \pm 1} dp. \quad (4)$$

Формулы выписаны для невращающейся черной дыры: p – импульс, v – скорость, E – энергия испускаемых частиц; S – сечение захвата частицы гравитационным полем черной дыры.

При увеличении температуры по мере испарения черной дыры все более тяжелые частицы принимают участие в процессе испарения, что проявляется в увеличении величины g . При дальнейшем увеличении температуры становятся существенными эффекты взаимодействия частиц и фазовые переходы вакуума, связанные свосстановлением нарушенных при малой температуре симметрий.

При энергиях и температурах, сравнимых с планковской энергией M_p , могут быть существенными эффекты экстра-измерений (если они существуют) и не тепловой характер процесса излучения. Все перечисленные явления, так же как существование теневого мира, должны проявляться в значении и изменениях величины g .

При длине волны испускаемых частиц $\lambda \ll r_g$, где $r_g = 2M/M_p^2$ – гравитационный радиус, сечение захвата

$$S = 27\pi \frac{r_g^2}{4} \left(\frac{1}{3} + \frac{2}{3v^2} \right). \quad (5)$$

Однако в существенной области импульсов $\lambda \sim r_g$ и S меньше значения, даваемого формулой (5). Ниже для оценок полагаем

$$S = \pi r_g^2 \xi, \quad \xi = \text{const} \approx 1,9.$$

Это значение ξ выбрано так, чтобы удовлетворялись результаты численных расчетов Пейджа [5] для фотонного излучения.

При $g = \text{const}$ постоянна величина

$$-M_p^2 \frac{d}{dt} (T^{-3}) \approx 0,93g. \quad (6)$$

Определение этой величины, или, может быть, более удобной аналогичной интегральной комбинации (t_0 – момент конца процесса)

$$\frac{M_p^2}{T^3(t_0 - t)} \approx 0,93g \quad (7)$$

даст возможность определить g (в случае (7) – определенным образом усредненное). Вместо T можно использовать пропорциональные ей величины (энергию максимума спектра или среднюю энергию фотонов; при этом необходимо учесть, что спектр из-за зависимости S от λ отличается от планковского).

В конце испарения разрешение процесса во времени становится затруднительным, и, вероятно, целесообразней использовать данные о спектре, проинтегрированном по времени. Обозначим $N(E_0)$ полное число испущенных фотонов с энергией $E > E_0$. Тогда в тех же предположениях ($\xi = \text{const}$, $g = \text{const}$).

$$\frac{M_p^2}{E_0^2 N(E_0)} \approx 2\pi \frac{\zeta(4)}{\zeta(5)} g = 6,6g, \quad (8)$$

где ζ – дзета функция Римана (вывод этой формулы аналогичен приведенному ниже выводу формулы (9)).

При $g \neq \text{const}$ эта формула опять дает усредненное значение.

Для проверки той или иной теории необходимо, конечно, вычислить теоретически функции (6), (7), (8) и сравнить их с данными наблюдений.

Найдем число образующихся при испарении черной дыры скалярных частиц массы m . Для оценки исходим из формул (3), (4); считаем $g = \text{const}$, $\xi = \text{const}$. Деля (3) на (4), имеем для частиц одного знака заряда (обозначено $\varepsilon = E/T$, $\mu = m/T$)

$$\frac{dn}{dM} = \frac{4\pi M}{3g\zeta(4)M_p^2} \int_{\mu}^{\infty} \frac{\varepsilon^2 - \mu^2}{e^{\varepsilon} - 1} d\varepsilon,$$

и заменяя $M = M_p^2(8\pi m)^{-1}\mu$

$$n = \frac{M_p^2}{48\pi g m^2 \zeta(4)} \int_0^{\infty} \mu d\mu \int_{\mu}^{\infty} \frac{\varepsilon^2 - m u^2}{e^{\varepsilon} - 1} d\varepsilon.$$

Двойной интеграл вычисляется с изменением порядка интегрирования и равен $6\zeta(5)$ (5). Отсюда (для двух знаков заряда)

$$2n = \frac{M_p^2 \zeta(5)}{4\pi g m^2 \zeta(4)}. \quad (9)$$

Для частиц со спином $1/2$ имеем дополнительный множитель $15/8$. Учет множителя $1/3 + 2/3v^2$ формулы (5) внес бы дополнительный множитель $5/3$.

Особый интерес представляет наблюдение рождения магнитных монополей и струн. Однако вероятности этих процессов (в предположении, что монополи и струны существуют) не описываются оценкой (9) и очень малы. Для монополей необходимо учитывать их нелокальный характер. На это обстоятельство мое внимание обратил А.Д. Линде. Характерный размер монополей $\rho \sim (g^2 m)^{-1}$ (здесь $g < 1$ – постоянная взаимодействия) много больше гравитационного радиуса черной дыры

$$r_g = \frac{2M}{M_p^2} = \frac{1}{4\pi T}$$

при температуре $T \sim m$. Поэтому в этой существенной для оценки (9) области сечение S захвата монополей черной дырой очень мало $S \ll \pi r_g^2$, $\xi \ll 1$, $\rho \sim 1$ и $\xi \sim 1$ лишь при $T \ll m$. В результате число образующихся монополей много меньше даваемого оценкой (9).

Для оценки вероятности рождения струн особенно существенно, что их масса m_s очень велика – порядка M_p . Пусть, например, $m_s = 2M_p$. Струна может быть испущена черной дырой, только если ее начальная масса $M_0 > m_s$. При этом температура начального состояния соответственно

$$T_0 < \frac{M_p^2}{8\pi m_s} = \frac{M_p}{16\pi} \quad \text{или} \quad T_0 < \frac{m_s}{32\pi} \ll m_s.$$

Фактически при испускании частиц с энергией, сравнимой с начальной массой дыры, тепловое квазиравновесное рассмотрение вообще неприменимо. Мне не удалось найти адекватный метод получения оценки. По-видимому, можно все же утверждать, что при $T_0 \ll m$, вероятность испускания струны очень мала. Нелокальный характер струн приводит к дополнительному уменьшению вероятности. Заметим, что струна в существующих теориях является нестабильной частицей, распадается на локальные частицы за время порядка планковского.

Детальное изучение процессов при энергиях $E \sim M_p$ вероятно возможно лишь при подлете на близкое расстояние к черной дыре в последний момент ее существования специально запущенных в далекий космос автоматических экспериментальных аппаратов, т.е. в далеком будущем космической эры. Однако, не исключено, что и тогда не будут еще доступны другие методы прямого экспериментального изучения планковских энергий.

Выше мы отвлеклись от эффектов вращения черной дыры. Пусть J – полный момент вращения. Введем относительный момент вращения $0 < j < 1$, положив $J = \frac{M^2}{M_p^2} j$. При $j \ll 1$ вращением можно пренебречь. При $j \sim 1$ определяющую роль играют эффекты суперрадиации (Зельдович [6,7], Старобинский [8], Курир [9]).

Из соображений размерности ($C \sim 1$)

$$\frac{dJ}{dt} = C j \frac{M}{M_p^2} \frac{dM}{dt}.$$

При $C > 2$ j уменьшается при уменьшении M . Коэффициент C зависит от j и от M . Считая в окрестности $j = 0$ $C = \text{const}$, имеем $j \sim M^{C-2}$, т.е. при $C > 0$ траектория $j = 0$ устойчива. Расчеты излучения момента импульса и массы для вращающейся черной дыры, проведенные Пейджем [10], показывают, что C существенно больше 2 для частиц различных спинов во всем диапазоне изменения j . Расчеты проведены для безмассовых частиц, учет эффектов массы и некоторые уточнения согласно [9] эффектов суперрадиации не изменяют, по-видимому, качественного вывода Пейджа о быстром уменьшении j при испарении черной дыры. Величина j и ориентация оси вращения в пространстве могут быть определены из наблюдения круговой и линейной поляризации фотонов.

Итак, в работе содержатся оценки некоторых эффектов испарения черных дыр, представляющих интерес для физики высоких энергий. Указано, что изучение температуры испускаемых частиц в функции времени и спектра частиц может дать сведения о существовании «теневого мира» и о характерных чертах теории при самых высоких энергиях, включая энергию «великого объединения» и планковскую. Дана оценка образования частиц с конечной массой, а также обсуждается образование монополей и струн.

Литература

- [1] Я.Б. Зельдович, И.Д. Новиков, *Астроном. журн.* **43**, 758 (1966).
- [2] S.W. Hawking, *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.* **152**, 75 (1971).
- [3] S.W. Hawking, *Comm. Math. Phys.* **43**, 199 (1975).
- [4] J.D. Bekenstein, *Phys. Rev. D* **7**, 2333 (1973).
- [5] D.N. Page, *Phys. Rev. D* **13**, 198 (1976).
- [6] Я.Б. Зельдович, *Письма в ЖЭТФ* **14**, 270 (1971).
- [7] Я.Б. Зельдович, *ЖЭТФ* **62**, 2076 (1972).
- [8] А.А. Старобинский, *ЖЭТФ* **64**, 48 (1973).
- [9] A. Curir, *Phys. Lett. B* **161**, 310 (1985).
- [10] D.N. Page, *Phys. Rev. D* **14**, 3260 (1976).

КОММЕНТАРИИ К СТАТЬЕ 32

1. А.Д. Сахаров (Отчет за 1986 г.)

Я написал в этом году заметку «Испарение черных мини-дыр и физика высоких энергий» (опубликована: «Письма в ЖЭТФ», том 44, вып.6, с.295–298).

В работе обсуждаются возможности проверки представлений физики высоких энергий, связанных с наблюдением при испарении черных мини-дыр – если они будут обнаружены.

Указано, что изучение температуры испускаемых частиц в функции времени и их спектра может дать сведения о существовании «теневого мира» и о характерных чертах теории при самых высоких энергиях, включая энергию «великого объединения» и планковскую.

Дана оценка образования частиц с конечной массой, а также обсуждается образование монополей и струн. Отмечено, что траектория с равным нулю относительным моментом устойчива. . .

В настоящее время изучаю работы по струнам. Пытался разрабатывать триангуляционную аппроксимацию мирового листка, но оказалось, что это уже сделано, причем получены важные результаты. Собираюсь в следующем году продолжить изучение этого круга проблем.

2. И.Д. Новиков, В.П. Фролов

Существование «теневого мира», то есть такой формы материи, которая только гравитационным образом воздействует на вещество в наблюдаемой нами Вселенной, рассматривается в современных теориях. Эта любопытная идея привлекается, в частности, в качестве одного из мыслимых объяснений т.н. проблемы скрытой массы. Проблема заключается в том, что в пространстве вокруг галактик и между ними в скоплениях галактик существует тяготеющая масса, не проявляющая себя в электромагнитном излучении, наблюдаемом астрономами. Однако в самой гипотезе заложена по сути дела невозможность регистрации вещества «теневого мира» обычными средствами. Работа указывает на совершенно новую, неожиданную возможность наблюдательных проявлений «теневого мира» через его воздействие на испарение черных мини-дыр.

3. В.А. Рубаков

Комментируемая статья направлена в далекое будущее. В ней указан, возможно, единственный способ непосредственного экспериментального исследования процессов при энергиях, заведомо недоступных для ускорителей (вплоть до планковских).

Одна из интересных проблем, поставленных в работе, – это задача вычисления скорости рождения протяженных объектов (монополей, струн) черной мини-дырой. Приведенные в статье соображения указывают на подавленность этого процесса, однако вопрос этот до сих пор количественно не решен. Проблема взаимодействия черных дыр со струнами получила в последнее время неожиданное развитие в связи с идеей о существовании «квантовых волос» у черной дыры в моделях с дискретной калибровочной симметрией (J. Preskill, Preprint CALT-68-1671 (1990), to appear in Proceedings of 1990 Nobel Symposium on the Birth and Evolution of Our Universe).

33. КОСМОМИКРОФИЗИКА – МЕЖДИСЦИПЛИНАРНАЯ ПРОБЛЕМА *

В предлагаемой ниже публикации рассказывается о причинах формирования, задачах и перспективах космомикрoфизики (название не вполне установившееся) – новой фундаментальной науки, возникшей на стыке физики элементарных частиц и космологии. Она имеет огромное научное и общепилософское значение.

Публикация подготовлена коллективом авторов: Я.Б. Зельдович, С.Ф. Шандарин – Институт физических проблем им. С.И. Вавилова АН СССР, Л.А. Кофман, Я.Э. Эйнасто – Институт астрофизики и физики атмосферы АН ЭССР, А.Д. Линде – Физический институт им. П.Н. Лебедева АН СССР, М.В. Сажин – Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, А.Д. Долгов – Институт теоретической и экспериментальной физики, А.Л. Судариков – Московский инженерно-физический институт, В.Л. Афанасьев, И.Д. Караченцев, В.А. Липовецкий, Ю.Н. Парийский, М.Ю. Хлопов – Специальная астрофизическая обсерватория АН СССР. В публикации рассматриваются конкретные работы, которые, по мнению авторов, необходимо осуществить в СССР для того, чтобы развитие космомикрoфизики в нашей стране соответствовало стоящим перед ней задачам и общемировым темпам. Часть этих работ может быть выполнена на существующих и планируемых для других целей установках, если переориентировать их на актуальные космологические исследования и модернизировать приборное оснащение, прежде всего повысить чувствительность приемной аппаратуры. Другая часть работ требует создания в ближайшем и отдаленном будущем специальных установок на Земле и в космосе.

Среди многих важных проектов упомяну о создании космических и наземных интерферометров радио- и инфракрасного диапазона, систем аппаратурного синтеза, развитии наблюдательной астрономии в инфракрасном, видимом и других диапазонах, а также об изучении анизотропии и спектра реликтового излучения

* Вестник АН СССР, №4, 39 (1989).

наземными и космическими установками, крупномасштабной структуры Вселенной, о гравитационных экспериментах и экспериментах для исследования природы скрытой массы. Чрезвычайно интересен долгосрочный проект создания постоянной астрономической обсерватории в космосе, включающей крупные радио- и оптический телескопы, гамма- и рентгеновский телескопы. Этот проект, вероятно, должен быть международным. Его значение для проблем космомикрoфизики может оказаться столь же большим, каким было в свое время значение 5-метрового оптического телескопа для проблем внегалактической астрономии.

Важнейшие и неожиданные для космофизики результаты могут быть получены и в других областях исследований. Расширение теоретических исследований, повышение уровня их математического обеспечения позволят осуществить широкую программу вычислительных экспериментов, связывающих теорию с наблюдениями. В некоторых случаях, например для проблемы крупномасштабной структуры Вселенной, эти эксперименты будут весьма сложными и потребуют таких вычислительных средств, которые в настоящее время пока не созданы. Можно, однако, полагать, что они появятся в не очень отдаленном будущем.

Данная публикация должна привлечь внимание астрономов, физиков, инженеров и математиков к необычайно важному кругу проблем, дать набросок перспектив этой области знания.

*Академик А.Д. Сахаров
председатель Научного совета АН СССР
по комплексной проблеме «Космология и микрофизика»*

КОММЕНТАРИЙ К СТАТЬЕ 33

1. Н.С. Кардашев

Телескопы больше Земли для космологии и микрофизики

В связи с формированием программы работ по космомикрoфизике Андрей Дмитриевич, в частности, пишет о проекте создания космических интерферометров. Прокомментирую это место заметки Сахарова.

Создание систем, объединяющих работу нескольких телескопов и позволяющих получить изображение астрономического источника с угловым разрешением, определяемым максимальным размером системы, открывает огромную перспективу в исследовании Вселенной. Радиointерферометры с разнесением отдельных антенн до расстояний, близких к диаметру Земли, позволили реализовать разрешение до 200 угловых микросекунд. Переход к наиболее коротким волнам миллиметрового диапазона ($\lambda \sim 1,5$ мм) для базы $B \sim 10$ тыс. км даст ширину интерференционного лепестка $\lambda/B \sim 3$ угловые микросекунды. Однако такая система на поверхности Земли будет работать очень неустойчиво из-за сильных флуктуаций фазы сигналов при пересечении тропосферы. Только при размещении телескопов в космосе возникает возможность реализовать системы с базами, намного превышающими диаметр Земли и без внесения неконтролируемых флуктуаций фазы. Создание космических интерферометров с базами до 10^9 км кажется вполне возможным на протяжении ближайших десятилетий. Это обеспечит проведение исследований с угловым разрешением до 10^{-15} радиана на волне 1 мм и до 10^{-18} на волне 1 мкм. Так же, как для систем аппаратурного синтеза изображений, работающих на Земле, в космосе могут

использоваться двух- и многоэлементные системы. Двухэлементная система позволяет последовательно синтезировать изображение источника по мере движения космического телескопа по орбите. N -элементная система телескопов позволяет в каждый момент времени регистрировать в $N(N - 1)/2$ раз большее число гармоник и, следовательно, во столько же раз ускорять время синтеза изображений.

Резкое увеличение углового разрешения позволяет приступить к проведению астрономических исследований на качественно новом уровне для каждого типа объектов. Наиболее перспективным представляется применение космических интерферометров для определения скорости расширения, возраста геометрии пространства-времени, уравнения состояния и других свойств скрытой массы во Вселенной. Эти данные, по-видимому, могут быть получены разными, взаимно дополняющими методами. Наиболее важными в этих исследованиях будут:

- зависимость сверхсветовых и субсветовых движений в ядрах галактик и квазаров от красного смещения;
- зависимость диаметр – красное смещение для тех же объектов;
- зависимость и статистика гравитационного линзирования для тех же объектов от красного смещения;
- измерение расстояний до внегалактических объектов методом статистических параллаксов по мазерным линиям, а в перспективе – реализация баз порядка $10^7 - 10^9$ км, будет соответствовать радиусу Френеля $B^2/\lambda \sim 10^{25} - 10^{29}$ см, что сравнимо с радиусом кривизны пространства и позволяет его измерить.

Для модели Вселенной, описываемой уравнениями Фридмана с кривизной k , радиусом кривизны R , доминирующим по плотности вещества с уравнением состояния $P = m\rho c^2$, зависимость плотности от расширения определится соотношением $\rho = \rho_0(R_0/R)^n$. Величина $n = 3(m + 1)$ и остальные искомые величины для каждого момента времени (или соответствующего ему красного смещения z) будут:

$$k = \dot{R}(R\ddot{R}^2 - \dot{R}^2\ddot{R} - R\dot{R}\ddot{R})/c^2(\dot{R}\ddot{R} + R\ddot{R}),$$

$$\rho = \frac{3}{4\pi G} \ddot{R}/R(1 + R\ddot{R}/\dot{R}\ddot{R}), \quad n = 1 - R\ddot{R}/R\dot{R}.$$

Для плоского пространства ($K = 0$) имеем $\rho = 3H^2/8\pi G$, где постоянная Хаббла $H = \dot{R}/R$, $n = 2(1 + q)$, постоянная ускорения $q = -\ddot{R}R/\dot{R}^2$.

Различные варианты допустимых уравнений состояний охватываются следующим перечнем:

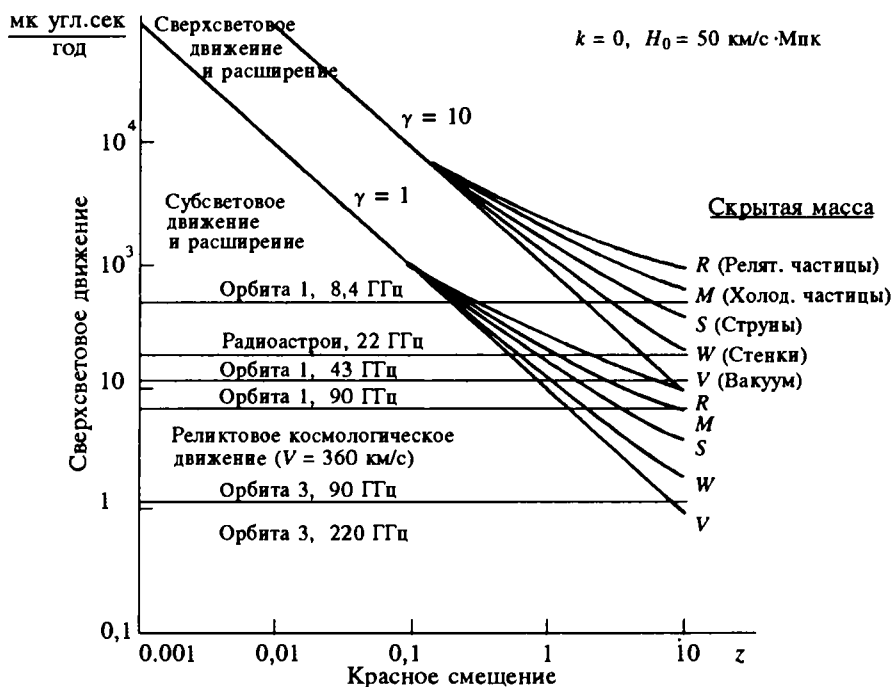
Тип доминирующей массы	m	n	$q(k = 0)$
Релятивистские частицы	1/3	-4	+1
Холодные частицы	0	-3	1/2
Бесконечные струны	-1/3	-2	0
Бесконечные доменные стенки	-2/3	-1	-1/2
Вакуум	1	0	-1

Зависимость наблюдаемых характеристик далеких объектов от красного смещения полностью определяется космологической моделью и поэтому может быть использована для определения основных параметров. Например, угловое перемещение астрономических объектов по небу

$$\mu = \begin{cases} \nu_{\perp} \operatorname{ctg} u/R, & k = +1 \\ \nu_{\perp} / uR, & k = 0, \quad \text{где } u = c \int_0^z dz / (1+z) \dot{R}(z), \\ \nu_{\perp} \operatorname{cth} u/R, & k = -1 \end{cases}$$

$\nu_{\perp} = \nu \sin \Theta / (1 - \cos \Theta \cdot \nu/c)$, Θ – угол между направлением на наблюдателя и вектором скорости ν движения источника. На рисунке показана зависимость $\mu(z)$ для различных уравнений состояний и трех случаев движения источников: с лоренц-фактором 10 и $\cos \Theta = \nu/c$, $c\nu \sim c$, и $\Theta = 90^\circ$ и перемещений в результате скорости $\nu \sim 360$ км/с, соответствующей дипольной анизотропии космологического реликтового фона (для $\Theta = 90^\circ$). На этом же рисунке приведены возможности измерения с помощью космических аппаратов «Радиоастрон» и IVS.

Основные характеристики этих интерферометров приведены в нижеследующей таблице.



Спутники «Радиоастрон» и IVS (орбиты 1 и 3) для космологии

Таблица. Проекты космических интерферометров

	«Радиоастрон»	VSOP	IVS
Участники	СССР, NASA и международная кооперация	Япония и NASA	ESA, СССР, NASA и международная кооперация
Год запуска	1994	1995	2001
Диаметр зеркальной антенны (м)	10	10	20
Максимальное удаление от Земли (тыс. км)	80	20	20 (N1) 40 (N2) 150 (N3)
Диапазоны (ГГц)	0.327 1.665 4.83 22.2	1.7 5 22	4.5–8.5 15–23 42–63 86–120 (218–220)
Предельное угловое разрешение (диаметр гауссового источника в мк угл. сек)	6	25	1.1(0.5)

Возможность применения космических интерферометров неоднократно обсуждалась совместно с Андреем Дмитриевичем, И.Д. Новиковым и А.Д. Долговым. Приведенные выше соотношения позволяют также оценить по данным наблюдений возможность реализации барионного острова – мы находимся около центра барионного домена, радиус которого может соответствовать $z \sim 5$, за которым барионная асимметрия отсутствует, т.е. имеются только частицы с нулевой массой покоя. Такая гипотеза пока наилучшим образом согласуется с высокой наблюдаемой изотропией фонового излучения.

Последняя встреча с Андреем Дмитриевичем была 2 декабря 1989 г. – обсуждали письмо его и В.Л. Гинзбурга, адресованное директору NASA Х. Трули с предложением принять участие в проведении исследований по проектам «Радиоастрон» и IVS. Положительный ответ пришел слишком поздно.

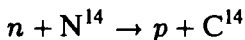
VIII

РАДИОАКТИВНАЯ ОПАСНОСТЬ

34. РАДИОАКТИВНЫЙ УГЛЕРОД ЯДЕРНЫХ ВЗРЫВОВ И НЕПОРОГОВЫЕ БИОЛОГИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ *

§1. Введение

При взрыве всех видов ядерного оружия, включая и так называемую «чистую» (безосколочную) водородную бомбу, в атмосферу попадает огромное количество нейтронов (§2), которые захватываются азотом воздуха по реакции



с образованием долгоживущего радиоактивного изотопа углерода C^{14} . Радиоуглерод попадает в ткани человека и при распаде вызывает радиационное поражение, измеряемое дозой $7,5 \cdot 10^{-4}$ Р на мегатонну мощности взрыва (§3).

Для численной оценки человеческих потерь, обусловленных образованием радиоуглерода, автор исходит из следующих предположений:

1) численность человечества составит в ближайшие тысячелетия 30 млрд. человек;

2) облучение половых желез дозой 1 Р приводит к наследственным болезням в 10^{-4} случаев (§4);

3) другие непороговые биологические эффекты утраивают число жертв (§4).

Общее число жертв радиоуглерода мегатонного взрыва в этих предположениях составляет 6 тыс. 600 человек. Эти жертвы распределяются на срок порядка 8 тыс. лет. Как следует из данных О.И. Лейпунского [1], непороговые биологические эффекты, обусловленные радиостронцием и внешним облучением радиоцезием, увеличивают цифру потерь в 1,5 раза за счет жертв нашего и следующего поколений. Общее число жертв уже проведенных ядерных испытаний (мощностью 50 Мт) оценивается в 500 тыс. человек. Это, по-видимому, заниженная оценка. Нельзя исключить того, что полное число жертв уже равно 1 млн. человек и увеличивается на 200–300 человек ежегодно.

* Атомная энергия, 4, 576 (1958). В кн. *Советские ученые об опасности испытаний ядерного оружия*, М.: Атомиздат, 1959, с.36–44.

Продолжение испытаний и всякие попытки узаконить ядерное оружие и его испытания противоречат гуманности и международному праву. Наличие радиоактивной опасности от так называемой чистой (т.е. безосколочной) бомбы лишает какой-либо почвы пропагандистские высказывания о качественно особом характере этого вида оружия массового уничтожения.

§2. Образование нейтронов при ядерных взрывах

При атомных взрывах каждый акт деления сопровождается увеличением числа нейтронов на $\nu - 1$ (ν – число нейтронов деления, один нейтрон поглощен при делении). Лишь незначительная часть образовавшихся нейтронов поглощается оболочками (с образованием плутония). Принимаем, что на каждый акт деления (180 МэВ) выделяется $\nu - 1 = 1,5$ нейтрона. В военной технике принято энергию взрыва (обычно говорят «мощность») выражать эквивалентной массой тротила. 1 млн.т тротила соответствует деление 60 кг урана или плутония и выделение $2,25 \cdot 10^{26}$ нейтронов.

Различают два типа чистотермоядерных бомб: с использованием жидкого дейтерия и с использованием химического соединения дейтерия с легким изотопом лития Li^6 . В первом случае выделение нейтронов на единицу мощности значительно больше. Однако мы ограничимся рассмотрением второго случая, так как, по-видимому, именно этому типу оружия уделяется наибольшее внимание. В этом случае имеют место следующие основные реакции:



Эффективная вероятность (произведение сечения на скорость реагирующих частиц) для реакций (3) и (4) примерно в 100 раз больше, чем для реакций (1) и (2).

Основная энергия взрыва выделяется при цикле «быстрых» реакций (3) и (4). Эти реакции взаимно друг друга поддерживают и оставляют без изменения суммарное количество нейтронов и ядер трития. «Медленные» реакции (1) и (2) служат начальным источником нейтронов и трития.

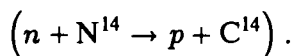
Конкретное рассмотрение кинетики реакции (1)–(4) показывает, что при достаточно большом выгорании Li^6 на один цикл реакций (3)–(4) выделяется приблизительно 0,2 нейтрона и 0,2 ядра трития за счет реакций (1) и (2). При цикле (3)–(4) выделяется 22 МэВ энергии, т.е. один нейтрон выделяется на 110 МэВ энергии взрыва. Это число совпадает с $\frac{180 \text{ МэВ}}{1,5} = 120 \text{ МэВ}$ для атомного взрыва.

В водородной бомбе, в которой применены урановые оболочки, значительная часть энергии возникает за счет деления U^{238} быстрыми надпороговыми нейтро-

нами реакций (4) и (1). Однако в силу совпадения числа нейтронов для чистотермоядерного взрыва и в этом случае возникает $2,25 \cdot 10^{26}$ нейтронов/Мт.

§3. Вычисление дозы облучения

Используем экспериментальные данные, относящиеся к C^{14} естественного происхождения (см. [2] и [3]). Космические лучи вызывают в верхних слоях атмосферы разнообразные ядерные реакции, одним из продуктов которых являются нейтроны в количестве $2,6-2,4$ нейтр/см² с. Около 95% этих нейтронов захватываются после замедления азотом воздуха с образованием C^{14}



Время полураспада C^{14} составляет 5570 лет. C^{14} даже в биохимических процессах химически очень близок к стабильному углероду. За время жизни C^{14} устанавливается постоянная концентрация его в стабильном углероде так называемого обмениваемого резервуара, т.е. в атмосфере в виде CO_2 , в воде рек и океанов в виде растворимых соединений и, наконец, в живых организмах. Эта концентрация для C^{14} естественного происхождения определена экспериментально. В 1 г природного углерода обмениваемого резервуара происходит 0,25 расп/с-г, что соответствует $6 \cdot 10^{10}$ атомов C^{14} на $5 \cdot 10^{22}$ атомов C^{12} . Поверхность Земли равна $5 \cdot 10^{18}$ см². Находим вероятность распада для одного образовавшегося в атмосфере ядра C^{14} , отнесенную к 1 г углерода обмениваемого резервуара $\frac{0,25}{2,6 \cdot 5 \cdot 10^{18}} = 2 \cdot 10^{-20}$ 1/г.

Принимаем, что геохимические условия Земли не претерпят в ближайшие тысячелетия существенных изменений. Тогда найденная для C^{14} естественного происхождения вероятность распада на 1 г углерода относится также и к ядрам углерода, возникающим в настоящую эпоху при ядерных взрывах.

Можно выразить ту же мысль на языке теории ядерных уравнений. Всякое решение системы линейных уравнений (с независимыми переменными x, t) с правой частью $q(t)$ в точке $x = 0$ можно выразить в виде суперпозиции сингулярных решений:

$$\text{Сингулярное решение} \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{источник } \delta(x)\delta(t - t_0); \\ \text{решение } n(x, \tau), \tau = t - t_0 \\ (n - \text{гриновская функция}) \end{array} \right.$$

$$\text{Суперпозиция} \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{источник } \delta(x)q(t); \\ \text{решение } N(x, t) = \\ = \int_0^{\infty} q(t - \tau)n(x, \tau)d\tau \end{array} \right.$$

В частном случае стационарного источника q_0 в точке $x = 0$ имеем для точки $x = x_0$

$$N_0(x_0) = q_0 \int_0^{\infty} n(x_0, \tau) d\tau, \quad \text{т.е.} \quad \int n d\tau = \frac{N_0}{q_0}.$$

В нашем случае x означает координаты разных точек обмениваемого резервуара: $x = 0$ – верхний слой атмосферы; $q_0 = 2,6$ нейтр/см² с $\cdot 4\pi R^2$; $N_0 = 0,25$ расп/с \cdot г; $R = 6,3 \cdot 10^8$ см – радиус Земли; $n(x_0, t - t_0)$ – число распадов в 1 г природного углерода в точке x_0 в 1 с в момент t , приходящееся на образование одного ядра C^{14} в атмосфере в момент t_0 .

Находим $\int n dt = 2 \cdot 10^{-20}$ 1/г.

Для взрыва мощностью в 1 Мт получаем $2,25 \cdot 10^{26} \cdot 2 \cdot 10^{-20} = 4,5 \cdot 10^6$ расп/Мт \cdot г.

Дозу облучения выражаем в рентгенах, приблизительно отождествляя рентген с радом, для которого принимается выделение 100 эрг энергии ионизации в 1 г ткани.

Максимальная энергия β -распада C^{14} составляет 0,154 МэВ, около 2/3 полной энергии в среднем уносится нейтрино. Таким образом, в тканях выделяется 0,05 МэВ, т.е. $8 \cdot 10^{-8}$ эрг/расп.

Приняв далее, что углерод составляет 18% от веса тканей, находим полное выделение на 1 г ткани от одной мегатонной бомбы

$$0,18 \cdot 4,5 \cdot 10^6 \cdot 8 \cdot 10^{-8} = 7 \cdot 10^{-2} \text{ эрг/г} = 7,5 \cdot 10^{-4} \text{ Р.}$$

Менее определены данные о распределении распада по времени, т.е. о виде функции $n(x_0, t)$. Исходя из оценки Андерсона [2] массы в обмениваемом резервуаре $8,5$ г/см², можно предполагать, что в пределах этого резервуара выравнивание происходит за время, малое по сравнению со временем жизни C^{14} , а отвод C^{14} за пределы резервуара малосущественен. В этих предположениях распределение распада по времени будет описываться естественной экспоненциальной кривой вида $\exp\left(-\frac{t}{8 \text{ тыс. лет}}\right)$.

§4. Непороговые биологические эффекты радиации

Термоядерная война содержит в себе потенциальную опасность получения летальной дозы радиации (около 600 Р) всем человечеством. Эта опасность, по-видимому, отсутствует при испытаниях ядерного оружия, поскольку при нынешнем темпе испытаний дозы облучений для отдельного человека никогда не превысят 1 Р. Однако этой радиации в дополнение к естественной радиации и другим вредностям подвергаются миллиарды людей, причем (в случае C^{14}) на протяжении сотен поколений. Количество жертв дополнительной радиации от испытаний в этих условиях определяется так называемыми непороговыми биологическими эффектами. Количество жертв пропорционально суммарной дозе для человечества (Р \cdot чел.) безотносительно к дисперсии облучения по группам людей и по времени.

Простейшим непороговым эффектом радиации является воздействие на наследственность [4]–[6]. Материальным носителем наследственности является ген – специальная структура в хромосомах клеточных ядер. Для необратимого изменения гена (так называемой генной мутации) достаточно одного акта ионизации, поэтому генетические изменения могут возникать при самых малых дозах облучения с вероятностью, точно пропорциональной дозе.

Каждый ген является своего рода буквой биохимической программы эмбрионального развития потомства данного индивидуума. Поэтому изменение одного гена в отдельных случаях (доминантные мутации, накопление мутаций) приводит к весьма существенным изменениям наследственности.

В современном человеческом потомстве обнаруживается около 2% рождений с наследственными болезнями (шизофрения, гемофилия и многие другие), которые имеют своей причиной проявившиеся мутации. Число мутаций меньше этой цифры, так как некоторые лица, страдающие наследственными болезнями, имеют потомство, и одна мутация проявляется на протяжении нескольких поколений. Но это обстоятельство не нарушает пропорциональности числа мутаций числу наследственных болезней. Согласно распространенному мнению, основанному на опытах Меллера на мышах, 5% мутаций, а значит и наследственных болезней, определяется естественной радиацией (10 Р за жизнь человека в 60 лет). Собирая цифры, находим коэффициент увеличения наследственных болезней от радиации:

$$\frac{0,02 \cdot 0,05}{10} = 10^{-4} 1/P^1.$$

Средняя численность человечества за время распада C^{14} , вероятно, составит около 30 млрд. чел. (в 10–12 раз больше, чем сейчас). Такая численность не противоречит продовольственным возможностям земного шара с учетом прогресса науки.

Приняв эту цифру, находим (только за счет радиоуглерода) $3 \cdot 10^{10} \cdot 10^{-4} \times 7,5 \cdot 10^{-4} = 2200$ жертв/Мт наследственных болезней от мегатонной бомбы, или 110000 жертв всех уже проведенных испытаний. Мы предполагаем при этом, что суммарная мощность уже проведенных испытаний равна 50 Мт.

В мире животных и растений мутации иногда способствуют возникновению биологически более совершенного вида. Возможно мнение, что и у человека мутации (и наследственные болезни) следует приветствовать как необходимую жертву биологическому прогрессу человеческого рода. В действительности сейчас природа человека меняется в основном социальными факторами. Неконтролируемые мутации мы склонны рассматривать только как зло, как дополнительную к другим причинам гибель десятков и сотен тысяч людей в результате экспериментов с ядерным оружием.

¹Как и в случае оценок §3, использование соотношений для стационарного природного процесса дает правильный интеграл по времени и не дает никакой информации о законе спадаания во времени для мгновенного источника. Рецессивные мутации могут потребовать для своего выявления десятки и даже сотни поколений.

Дальнейшим примером непорогового (в известном смысле) биологического эффекта радиации является возможное увеличение частоты раковых заболеваний.

Экспериментально известно, что канцерогенные эффекты разных канцерогенных веществ нерадиационной природы суммируются. Нет оснований считать, что активные радикалы, возникающие от ионизации среды, будут вести себя в этом отношении качественно иначе. Поэтому увеличение числа раковых заболеваний или, что то же, уменьшение возраста наступления рака будет линейной функцией дозы, полученной человечеством. Суммарный коэффициент для всех видов рака и лейкозиев принимается того же порядка, что и для генетических последствий, т.е. $1 - 2 \cdot 10^{-4}$ жертв/Р. Частичным подтверждением принятого коэффициента являются данные о частоте лейкозиев, этой профессиональной болезни радиологов, в известном смысле родственной раку. Влияние радиации на эту болезнь легко поддается изучению, так как ее природная частота мала. Доза в 1 Р создает за один год добавочную смертность от лейкозиев $2 \cdot 10^{-6}$, а за среднее время дожития в 30 лет – $6 \cdot 10^{-5}$. Коэффициент того же порядка предполагаем для остальных форм рака.

Следующим возможным (но не доказанным экспериментально) непороговым эффектом радиации является снижение иммунологических реакций организма. Непороговым эффектом является, по всей вероятности, также преждевременное старение и смерть. Средняя продолжительность жизни врачей-рентгенологов и радиологов (получивших в среднем, по всей вероятности дозу не более 1000 Р) уменьшена, по данным статистики, на 5 лет. Это дает коэффициент повышения смертности порядка 10^{-4} 1/Р.

Далее, возможно, следует учесть, что если для человеческого рода мутации не нужны, то для вирусов и бактерий они могут явиться важным шагом в их борьбе за жизнь. Пример – мутационное возникновение дифтерита в середине XIX в., а также периодически возникающие пандемии гриппа, затрагивающие большую часть населения земного шара. Оценка этого эффекта затруднительна, однако правдоподобно, что его вред для здоровья населения того же порядка, как от генетического поражения человека.

В целом, по нашей ориентировочной и, вероятно, заниженной оценке, потери человечества от всей совокупности непороговых биологических эффектов следует по меньшей мере утроить по сравнению с цифрой только для генетических потерь, т.е. принять потери равными $3 \cdot 10^{-4}$. Формальное суммирование всех упомянутых выше эффектов (без скидки на «неясность») привело бы к цифре $6 \cdot 10^{-4}$ 1/Р.

Общие потери от радиоуглерода имевших место испытаний составят около 330 тыс. человек.

Как известно, важным фактором является выпадение в виде радиоактивных осадков радиостронция и радиоцезия. Используя данные О.И. Лейпунского [1], можно оценить эффект поражения костей стронцием и внешнего облучения цезием как 0,5 от эффекта C^{14} . Кратко изложим для полноты соответствующие оценки. При продолжении испытаний на современном уровне (10–15 Мт/год) содержание радиостронция в костях составит около 65 стронциевых единиц (мк мк кюри на

1 г кальция), т.е. доза облучения составит $160 \cdot 10^{-3}$ Р/год или $1-1,5 \cdot 10^{-2}$ Р/Мт. Эта доза вызывает жертвы в количестве примерно вдвое меньшем, чем найденная выше доза $7,5 \cdot 10^{-4}$ Р/Мт для радиоуглерода, т.к. относится к контингенту около 2,5 млрд. человек (множитель 1/12) и только к скелету, что следует учесть множителем 1/3. Эффект внешнего облучения γ -лучами радиоцезия порядка 10^{-3} Р/Мт, т.е. с учетом меньшего контингента, составляет по числу жертв около 10% от C^{14} . Таким образом, общие потери от взрыва мощностью 1 Мт составят 10 тыс. человек, а общие потери от всех имевших место ядерных взрывов – 500 тыс. человек. Это – нижняя оценка, так как учет других радиоизотопов, других путей заражения и более полный учет всех непороговых и пороговых биологических эффектов приведет к ее увеличению. Нельзя исключить того, что полное число жертв уже сейчас приближается к 1 млн. человек, и каждый год продолжения испытаний увеличивает это число на 200–300 тыс. человек.

Какие моральные и политические выводы следует сделать из приведенных цифр?

Один из аргументов сторонников теории «безобидности» испытаний заключается в том, что космические лучи приводят к большим дозам облучения, чем дозы от испытаний. Но этот аргумент не отменяет того факта, что к уже имеющимся в мире страданиям и гибели людей добавляются страдания и гибель сотен тысяч жертв, в том числе в нейтральных странах, а также в будущих поколениях. Две мировые войны тоже добавили менее 10% к смертности в XX в., но это не делает войны нормальным явлением.

Другой распространенный в литературе ряда стран аргумент сводится к тому, что прогресс цивилизации и развитие новой техники и во многих других случаях приводит к человеческим жертвам. Часто приводят пример с жертвами автомобилизма. Но аналогия здесь не точна и не правомерна. Автотранспорт улучшает условия жизни, а к несчастьям приводит лишь в отдельных случаях в результате небрежности отдельных людей, несущих за это уголовную ответственность. Несчастья же, вызываемые испытаниями, есть неизбежное следствие каждого взрыва. По мнению автора, единственная специфика в моральном аспекте данной проблемы – это полная безнаказанность преступления, поскольку в каждом конкретном случае гибели человека нельзя доказать, что причина лежит в радиации, а также в силу полной беззащитности потомков по отношению к нашим действиям.

Прекращение испытаний непосредственно сохранит жизнь сотням тысяч людей и будет иметь еще большее косвенное значение, способствуя ослаблению международной напряженности, способствуя уменьшению опасности ядерной войны – основной опасности нашей эпохи.

Автор пользуется случаем выразить свою благодарность О.И. Лейпунскому за ценное обсуждение.

Литература

- [1] О.И. Лейпунский, Атомная энергия III 12, 530 (1957).
- [2] E.C. Anderson, Annual Rev. Nucl. Sci. 2, 63 (1953).
- [3] W.F. Libby, *Radiocarbon Dating*, University of Chicago Press, 1955.
- [4] H.J. Muller, Acta radiol. 41, 5 (1954).
- [5] Н.П. Дубинин, *Радиация и наследственность человека* (рукопись).
- [6] С.Н. Ардашников, Н. Шапиро, *О возможности влияния на наследственность человека повышения уровня радиации, вызванного испытаниями атомного оружия* (рукопись).
- [7] *Biological Hazards of Atomic Energy*, ed. Glucksmann, Oxford, Glarendon Press, 1953.

КОММЕНТАРИЙ К СТАТЬЕ 34

1. В.И. Корогодин

Непосредственно статья относится к опасности, связанной с радиоактивными продуктами ядерных взрывов, но фактически в ней формулируются принципы оценки такой опасности для любых видов радиоактивных загрязнений, точнее, для любых видов техногенного радиационного воздействия на человека. Я хочу выделить эти принципы, сформулированные А.Д.Сахаровым более тридцати лет назад, и посмотреть, сколь соответствуют они ситуации сегодняшнего дня.

Первый принцип – это констатация того факта, что радиоактивные изотопы, попадая в биосферу, включаются в ее «обмениваемый пул», из которого не могут быть выведены никакими иными путями, кроме естественного распада. Следовательно, уменьшение опасности для человека радиоактивных загрязнений должно быть направлено на предотвращение их включения в обмениваемый пул биосферы, ибо после такого включения удалить их оттуда столь же неосуществимо, как и извлечь из биосферы любые другие рассеянные элементы.

Второй принцип – это оценка негативных последствий дополнительного облучения людей на основе модели его «беспорогового действия», что распространяется на вызывание разных мутаций. Мутации хромосом в соматических клетках, как известно, могут приводить к злокачественным новообразованиям (лейкемия, разные формы рака), проявляющимся в течение многих лет у подвергавшихся облучению лиц, а мутации в половых клетках – к рождению детей с различными физическими и психическими аномалиями, что может продолжаться на протяжении многих поколений.

Если первый принцип относится к физической и химической природе изотопов, определяющей их поведение в биосфере, а второй – к механизмам их генетического действия, определяющим степень их опасности для человека, то **третий принцип**, который может быть назван этическим, определяет отношение нас, ныне живущих людей, к возможным опасностям для человечества тех радиоактивных загрязнений биосферы, которые осуществляются в настоящее время, т.е. либо с нашим участием, либо при нашей осведомленности. Этот этический принцип гласит, что мерою негативных воздействий на человека загрязняющих биосферу радиоактивных изотопов должно служить не относительное, но абсолютное увеличение числа жертв – числа людей, заболевших раком, числа новорожденных с наследственными пороками, числа преждевременно оборвавшихся жизней. Это – важный принцип. Он подчеркивает специфику действия рассеянных в биосфере радиоактивных изотопов – статистичность эффектов, распределенных на больших выборках, когда прирост вероятности проявления эффекта очень мал, но распространяется на огромные

количества людей ныне живущих и будущих поколений, и когда исключена возможность связать те или иные конкретные аномалии с произошедшим когда-то дополнительным облучением.

Эти принципы, повторяю, были сформулированы более тридцати лет назад, когда единственным серьезным источником радиоактивного загрязнения биосферы были проводимые в атмосфере испытания ядерного оружия. Общая мощность испытаний к тому времени была эквивалентна примерно 50 Мт, что, по оценкам А.Д. Сахарова, обусловило число жертв в настоящем и будущих поколениях от 0,5 до 1 млн. человек.

Естественен вопрос: как следует относиться к принципам, сформулированным А.Д. Сахаровым, и проведенным им оценкам с позиций сегодняшнего дня?

Первый принцип остается неизменным: попав в обмениваемый пул элементов биосферы, радиоактивные изотопы могут выйти из него лишь в результате распада. Это закон природы.

Второй принцип, как я уже отмечал (см. «Природа» 1990, №8, с.34–38), дает лишь нижнюю границу оценки истинных негативных последствий облучения: сейчас известно, что при действии малых доз ионизирующих излучений повреждения генетических структур происходят чаще, нежели можно ожидать на основе линейной экстраполяции от более высоких доз, каковой и пользовался А.Д. Сахаров в своих расчетах. Известно также, что учитывавшиеся тогда радиационной генетикой повреждения – лишь некоторая доля действительно возникающих эффектов, а наследственные аномалии встречаются у человека с большей частотой, нежели считалось тридцать лет назад. Все это позволяет утверждать, что А.Д. Сахаров был совершенно прав, когда писал, что сделанные им оценки «потерь человечества от всей совокупности непороговых биологических эффектов» ($3 \cdot 10^{-4}$ на один рентген) в действительности являются заниженными.

Учитывая, что уже к 1980 г. в мире было проведено испытаний ядерного оружия в общей сложности не менее, чем 220 Мт, можно утверждать, что это уже обошлось человечеству не менее чем в 4–5 млн. дополнительных жертв, ничего не ведающих об истинных причинах их заболевания и гибели. И это – только за счет испытаний ядерного оружия, без учета результатов деятельности южноуральского производственного объединения «Маяк», чернобыльской катастрофы и других аналогичных событий у нас и за рубежом. С прискорбием вынужден подчеркнуть, что ни первый, ни второй принципы оценки опасности для человечества радиоактивных загрязнений, сформулированные А.Д. Сахаровым, до сих пор не были использованы в должной мере для оценки ожидаемых последствий таких крупномасштабных радиоактивных загрязнений, что остается на совести нас всех.

Злоба сегодняшнего дня, связанная с радиоактивными загрязнениями в Белоруссии, на Украине, на Южном Урале, в Коми АССР и других местах, лишь подчеркивают актуальность и третьего сахаровского принципа – принципа этического. Сколь чудовищны, в свете этого принципа, заверения в печати некоторых специалистов по радиационной медицине, что чернобыльская катастрофа если и увеличит число раковых заболеваний, то, в расчете на все отечество, это будет лежать в пределах статистической ошибки наблюдений, так что окажется едва заметным по отношению ко всем онкологическим больным. Но эти «ошибки наблюдений» могут составить тысячи и десятки тысяч дополнительных жертв, к чему надо готовиться заранее. . . А сколько новых жертв сулит искусственное увеличение обмениваемого пула радиоизотопов путем смешивания содержащих радионуклиды сельскохозяйственных пищевых продуктов с «чистыми» и последующей рассылки их по всему отечеству? . . . Эти и другие проблемы, связанные с оценками последствий радиоактивного загрязнения биосферы, совершенно по-новому начинают звучать, если к ним подойти с позиций принципов, сформулированных А.Д. Сахаровым более тридцати лет назад.

35. О РАДИОАКТИВНОЙ ОПАСНОСТИ ЯДЕРНЫХ ИСПЫТАНИЙ *

Глубокоуважаемый Игорь
Васильевич!

Я, по зрелому рассмотрению, решил сделать ряд добавлений, которые делают статью менее уязвимой по отношению к обвинениям в «конъюнктурности».

Я возражал бы против напечатания статьи без этих добавлений, так как легко разбиваемое выступление – не на пользу. Я произвел также несколько изменений редакционного свойства. Статья получилась несколько длинной, но я не мог говорить только об одной стороне проблемы, не затронув других, более важных вопросов.

Посылаю исправленную статью с добавлениями и отдельно, для удобства сравнения, сами добавления.¹

А. Сахаров

31 марта 1958 года Верховный Совет СССР принял историческое решение об одностороннем прекращении Советским Союзом испытаний ядерного оружия. Прекращение испытаний – это реальный шаг к запрещению ядерного оружия, к устранению опасности ядерной войны – основной опасности нашей эпохи.

Такова главная причина, по которой сотни миллионов людей во всем мире приветствуют решение СССР и требуют аналогичных шагов от других располагающих ядерным оружием держав. В условиях широкой мирной политики стран социалистического лагеря продолжение испытаний не может быть оправдано никакими аргументами равновесия сил.

В этой статье я хочу коснуться другой немаловажной стороны проблемы ядерных испытаний, которая вызывает глубокую тревогу во всем мире, – проблемы радиоактивной опасности.

Внимание мирового общественного мнения было привлечено к этой проблеме трагическими эпизодами испытаний американской водородной бомбы 1 марта 1954 года, когда пострадали японские рыбаки и десятки жителей Маршалльских островов.

* Рукопись, публикация подготовлена директором мемориального Дома-музея академика И. В. Курчатова, канд. исторических наук Р. В. Кузнецовой.

¹ В тексте статьи эти добавления выделены курсивом. – Ред.

Всесторонний научный разбор вопроса о радиоактивной опасности испытаний имеет большое значение. *Здесь мы в относительно малом масштабе встречаемся с теми же проблемами, что и при рассмотрении возможных радиоактивных последствий ядерной войны.* К сожалению, в зарубежной литературе нередко встречается поверхностное рассмотрение, замазывающее в угоду политическим тенденциям многие стороны вопроса. Какова же научная сторона дела?

При взрыве «типичной» водородной бомбы, эквивалентной по мощности 5 млн тонн тротила (фактически возможно изготовление водородных бомб в 10 и даже в 100 раз большей мощности) образуется большое количество радиоактивных веществ, в том числе радиостронций, радиоцезий и радиоуглерод, обладающие большим временем радиоактивного распада. Радиостронций и цезий – это результат деления применяемых в бомбе расщепляющих материалов. Радиоуглерод же образуется не непосредственно при взрыве, а в результате захвата азотом воздуха нейтронов термоядерной реакции и реакции деления. Образование нейтронов является неизбежным для всех типов ядерного и термоядерного оружия. В так называемой «чистой» водородной бомбе их может образоваться даже больше при расчете на единицу мощности взрыва. («Чистой» в США и Англии называют водородную бомбу, при взрыве которой нет процесса деления урана и плутония и поэтому нет образования радиостронция и цезия.)

При наземном испытании, подобном американскому взрыву 1 марта 1954 года, возникает явление «радиоактивного следа». Радиоактивные вещества оседают на поверхности поднятых взрывом в воздух пылинок почвы и вместе с этими пылинками выпадают по ходу ветра, образуя зону смертельной опасности в сотни километров длиной и 20–40 километров шириной.

Попадание людей под «радиоактивный след» явилось причиной трагических эпизодов 1 марта 1954 года.

В зоне радиоактивного следа количество выпавших с пылинками радиоактивных элементов настолько велико, что каждый оказавшийся там человек заболевает острой лучевой болезнью. Для острой лучевой болезни характерны изменения в составе крови, ломкость капилляров кровеносной системы, резкое снижение иммунитета к инфекционным болезням, нервные расстройства и другие тяжелейшие последствия. В центральной части радиоактивного следа доза облучения настолько велика, что острая лучевая болезнь для значительной части пострадавших протекает со смертельным исходом.

Около половины радиоактивных веществ при наземном взрыве не оседает на крупных пылинках почвы и разносится по всему земному шару. В случае взрыва, проведенного на высоте 3–4 км и выше, где нет пыли, радиоактивный след не образуется и вся радиоактивность разносится по атмосфере нашей планеты, вызывая общее повышение уровня мировой радиации.

Сторонники продолжения испытаний, руководствуясь невысказываемыми политическими соображениями реакционного свойства, обычно ссылаются на то, что облучение человеческого организма по причине испытаний в среднем мало по сравнению с облучением космическими лучами и радиоактивными вещества-

ми естественного происхождения и что в ряде стран еще более существенно облучение при рентгеновском просвечивании и облучении светосоставами.

Спору нет, необходимо уделить большое внимание уменьшению всех источников радиационного поражения человека. Это требование необходимо в особенности учитывать при конструировании рентгеновской аппаратуры и при назначении массовых рентгеновских процедур. Также необходимо уделить должное внимание захоронению радиоактивных отходов атомных электростанций и т.п. Однако все эти, сами по себе очень важные, вопросы не имеют прямого отношения к тому, приносит ли вред дополнительная (пусть в настоящее время и малая) радиоактивность от испытаний. Для решения этого вопроса надо иметь в виду, что любые, самые малые дозы облучения опасны. В моей статье, публикуемой в майском номере «Атомная энергия», приведены оценки, показывающие, что облучение дозой 1 рентген (единица радиоактивного облучения) в 1 случае из 10 тысяч приводит к уродствам, часто смертельным, и к наследственным болезням у потомства (шизофрения, гемофилия, диабет и около 500 других тяжелейших болезней) и в нескольких случаях из 10 тысяч приводит к преждевременной смерти от лейкозиев, рака и других заболеваний. Заболеваемость раком возрастает от наложения радиационных эффектов на уже имеющиеся химические эффекты. Причиной поражения потомства является попадание заряженных частиц радиоактивного распада в хромосомы половых клеток.

Хромосома – это молекула в ядре клетке, где она является сравнительно малой «мишенью» и попадание заряженных частиц в нее – редкое явление. Зато каждое попадание приводит к катастрофическим последствиям. Хромосома – это как бы условная запись программы развития потомства биохимическими буквами – генами. Изменение одной буквы, т.е. одного гена, приводит к нарушению развития зародыша, к уродствам или к наследственным болезням.

В мире животных и растений отдельные внезапные изменения наследственности (мутации) иногда приводят к появлению более приспособленных к условиям жизни разновидностям, что в соединении с естественным или искусственным отбором приводит к улучшению породы. Прогресс человеческого рода идет в основном в социальном плане, в плане изменения условий жизни, а в будущем возможно также сознательное влияние на наследственность. Для человеческого рода неконтролируемые мутации не нужны, приносят лишние страдания. Но мутации являются дополнительным шансом в борьбе за существование для вирусов и бактерий.

Считается, что такое внезапное изменение наследственности привело в середине XIX века к возникновению на земле дифтерита. На протяжении каждого поколения весь земной шар несколько раз охватывают эпидемии новых разновидностей гриппа. Вероятность подобных приносящих миллионы жертв случайностей возрастает при каждом повышении радиоактивного облучения на поверхности Земли.

Особо необходимо отметить непороговый характер рассматриваемых биологических эффектов. Даже самые малые дозы радиации обязательно будут вызывать

биологические эффекты. Получается это потому, что каждая заряженная частица распада действует независимо от других (с определенной вероятностью поражает органы человека). В результате этого, если уменьшить дозу облучения в некоторое число раз и в то же число раз увеличить число облучаемых людей, то общее число жертв останется неизменным.

Так как эффект облучения действует на миллиарды людей, то итоговые цифры жертв ядерных испытаний оказываются огромными – до 1 миллиона жертв от уже проведенных испытаний, учитывая рост населения земного шара.

В настоящее время в численных оценках непороговых биологических эффектов ядерных взрывов имеется большая неопределенность. Я не считаю исключенным, что число жертв несколько меньше приведенной цифры, например, вдвое. С другой стороны, нельзя исключить и обратного. Для ориентации в масштабе явления и для морально-политической дискуссии эти грубые оценки тем не менее достаточны. Из общего числа жертв одна треть обусловлена радиостронцием и радиоцезием и приходится на ближайшее столетие. Две трети жертв обусловлены радиоуглеродом и приходятся на 8–10 тысяч лет. Наличие большого числа жертв от радиоуглерода важно потому, что лишает какой-либо почвы пропагандистские высказывания об особом «гуманном» характере «чистой» водородной бомбы. Такая бомба дает не меньше радиоуглерода, чем самая «грязная».

Отдаленный во времени характер последствий радиоуглерода не смягчает моральной ответственности за будущие жертвы. Лишь при крайнем недостатке воображения можно игнорировать те страдания, которые происходят «на глазах». Совесть современного ученого не может делать отличия между страданиями его современников и страданиями отдаленных потомков. Поэтому мы должны сказать, что «чистая» бомба не только является столь же преступным оружием массового уничтожения, как «грязная», но и по своим отдаленным радиоактивным последствиям существенно не отличается от «грязной».

Какие же соображения могут оправдать разработку «чистой» бомбы? В принципе возможны соображения двоякого рода. Во-первых, невольно возникает мысль, что для сторонников разработки «чистой» бомбы в США это является средством усыпить общественное мнение и продолжать испытания, усиливая международную напряженность. Во-вторых, применение «грязных» водородных бомб в войне в особенно больших количествах (более десяти тысяч бомб мощностью 5 мегатонн) может оказаться опасным для той стороны, которая их применяет (и для человеческого рода в целом). Применение «чистых» бомб позволит перейти этот «предел». Однако каждому ясно, что все военные задачи могут быть решены значительно меньшим числом бомб, причем то будет оружие массового уничтожения, применение которого есть военное преступление неслыханного масштаба. Планирование же применения десятков тысяч водородных бомб – это уже ничем неприкрытый геноцид.

По всем этим причинам продолжение испытаний ради разработки «чистой» бомбы никак не может быть оправдано. Типичная аргументация сторонников продолжения испытаний содержится в недавно появившейся книге Теллера и Леттера

«Наше ядерное будущее». Авторы пользуются неполными и заниженными оценками числа жертв. При этом они чаще всего не называют абсолютного числа жертв, а оперируют сравнениями с другими независимыми причинами увеличения смертности. При таком методе сравнения пачка папирос в день оказывается много опасней последствий ядерных испытаний.

Очевидно, что здесь сплошные логические, моральные и политические передержки.

В действительности мы должны причины увеличения смертности рассматривать независимо друг от друга, так же как судья рассматривает обвинения в убийстве независимо от тысяч других смертей и катастроф большого города и при отсутствии смягчающих обстоятельств выносит приговор, какой бы малый процент не составляла данная трагедия ко всей массе трагедий. Число жертв каждого испытания логично было бы сравнивать лишь с «пользой» того же самого испытания, если бы такая была. Но ведь ее нет!

Следует подчеркнуть, что приведенное общее число жертв относится лишь к уже приведенным испытаниям. Продолжение испытаний и увеличение числа участников этой «пляски смерти» приведет к большому увеличению числа жертв.

Теллер и Леттер в своей книге призывают к жертвам «идеи прогресса» (очевидно, во имя развития лучших орудий массового уничтожения людей). Они пишут:

«Если бы мы были столь же обеспокоены нашим незнанием относительно нашего химического оружия, как мы беспокоимся о возможном действии излучения, мы были бы обречены на консерватизм, который остановил бы новшества и задушил всякий прогресс» ... и дальше:

«Говорят, что нельзя подвергать опасности никакую человеческую жизнь. Но не было бы более реалистичным и более соответствующим идеалом человечности стремиться к лучшей жизни для всего человечества».

Последняя мысль была бы правильной, если бы авторы вкладывали в нее идеи мирного сосуществования, невмешательства, разоружения и в первую очередь прекращения ядерных испытаний, а не авантюристические идеи вооруженного равновесия (т.е. гонки вооружений), от которых один шаг до идеи превентивной войны.

В целях обеспечения безопасности перед лицом ядерного вооружения США и Англии советское государство было вынуждено разрабатывать и испытывать ядерное оружие. Однако целью политики СССР и других стран социалистического лагеря является не гонка вооружений, а мирное сосуществование, разоружение и запрещение ядерного оружия – оружия массового уничтожения. Важный шаг в этом направлении сделан 31 марта 1958 года. Позиция советских ученых ясна. Это безоговорочная поддержка исторических, гуманных решений Верховного Совета СССР. Мы твердо верим, что та же позиция подавляющего большинства ученых зарубежных стран.

24 мая 1958 г.

КОММЕНТАРИЙ К СТАТЬЕ 35

1. Р.В. Кузнецова

Весной 1989 года, как всегда скрупулезно и внимательно (а иначе нельзя), я разбирала фотоархив академика И.В. Курчатова и описывала фотографии. В стопку «для узнавания» откладывала те из них, где были изображены незнакомые мне люди. Как заведено, позже я показывала их сотрудникам из старшего поколения «курчатовцев» и они помогали установить запечатленные на снимках личности, место съемок и события, с ними связанные. Так в одну из стопок попали четыре фотографии, на которых мне были известны все, кроме одного человека. И я решила показать их председателю нашего Совета музея доктору физико-математических наук, профессору Игорю Николаевичу Головину, работавшему в 50-е годы заместителем И.В.Курчатова по научным вопросам, а позже, написавшему хорошую книгу о своем учителе.

– Так это же Андрей Дмитриевич Сахаров! – воскликнул сразу же Игорь Николаевич. Он чрезвычайно обрадовался такой находке и попросил сделать со снимков для него копии.

Я вспомнила, что незадолго до этого из документальной части архива описала и статью А.Д. Сахарова «О радиоактивной опасности ядерных испытаний». Статья была выполнена в машинописном варианте, снабжена двумя страницами «добавлений» и личным письмом Андрея Дмитриевича к Игорю Васильевичу с обращением и автографом от руки.

Архивист обязан найти все выходные данные, если работа опубликована, и я, естественно, добросовестно старалась выполнить эту работу. Однако поиски не увенчались успехом. В списках опубликованных трудов академика А.Д. Сахарова эта статья не значилась. Предстояло выяснить историю ее появления и в архиве академика И.В. Курчатова.

Я решила показать ее также Игорю Николаевичу Головину. Он вспомнил, что в 1959 году в книге «Советские ученые об опасности испытаний ядерного оружия» была опубликована на эту тему работа А.Д. Сахарова. Однако книга мне была известна, как и публикация в ней.

Прошло некоторое время и в сентябре того же 1989 года в музей позвонили из редакции «Московских новостей». Готовилась к публикации статья И.Н. Головина «Разбудившие джина» (впервые печаталась одна из глав его книги, не известная ранее по соображениям режима секретности). Корреспондент, ссылаясь на И.Н. Головина, просил для иллюстрации фото академиков Курчатова и Сахарова. Так 8 октября впервые одна из найденных в архиве И.В. Курчатова фотографий была опубликована.

Я знала, что фото было сделано Д.С. Переверзевым ранней осенью 1958 года у «хижины лесника» – (дома Курчатова). Сообщая эти сведения в редакцию, я только сожалела, что не могла сказать больше: о чем беседовали ученые, о чем поделилась по телефону. Буквально на следующий день снова позвонили из «Московских новостей» и сказали, что только что разговаривали с А.Д. Сахаровым, который находится в США, и что он откомментировал фотографию. Так появился комментарий, сделанный лично ученым по международной линии связи.

В «Воспоминаниях» (см. ж. «Знамя» за 1990–1991 гг.) А.Д. Сахаров пишет о том, как И.В. Курчатов пригласил его и поручил подготовить статью об опасности ядерных испытаний. А.Д. Сахаров подготовил два варианта – один – для научного журнала, а второй – в популярном изложении для широкого читателя. Первый и был напечатан в упомянутом сборнике, а вот второй был переведен на несколько иностранных языков, по-видимому, как отмечает Андрей Дмитриевич – для заграницы. Таким образом, его публикация в наших изданиях не состоялась.

Поручение же И.В. Курчатова было связано с тем, что весной 1958 года советское правительство объявило мораторий на ядерные испытания в одностороннем порядке. После того, как США не последовали этому примеру, осенью Н.С. Хрущев решил возобновить испытания. Написанная академиком А.Д. Сахаровым статья явилась как бы отправной точкой для разговора Курчатова с Хрущевым. Но убедить Н.С. Хрущева не удалось даже И.В. Курчатову. Сыграла свою роль сложившаяся политическая обстановка.

Так вот и сошлись в единое неопубликованное фото и неопубликованная статья А.Д. Сахарова, снятое ранней осенью в курчатовском саду, и написанная весной 1958 года, и рассказавшие об одной, но важной, странице из биографии двух великих людей.

Прошли десятилетия, но предлагаемая читателям статья ученого, к сожалению, не утратила своей актуальности. Хочется, чтобы она вошла и в списки его опубликованных трудов, трудов человека, которого, по рассказам старшего поколения, Игорь Васильевич Курчатов, любивший давать очень меткие и точные «прозвища» людям, когда-то называл – «Светлейшим».

КОММЕНТАРИЙ К СТАТЬЯМ 34, 35

1. А.Д. Сахаров (В-1, часть I, гл.14, с.269, 271)

«Одновременно со статьей для научного журнала («Атомная энергия») я, по просьбе Курчатова, написал статью для широкой публикации. Она была переведена на английский, немецкий, французский, испанский и японский языки и опубликована в издаваемых советскими посольствами и пропагандистскими службами журналах. Передо мной статья на немецком языке в журнале «Die Sovietunion heute» («Советский Союз сегодня»), издававшемся советским посольством в ФРГ...

... Публикация моих научной и популярной статей была осуществлена по личному разрешению Н.С. Хрущева. Курчатов дважды беседовал с ним по этому поводу. И.В. передал (или сам предложил) несколько редакционных исправлений. Тогда они не казались мне принципиальными, и я не помню, в чем было дело. Исправленные варианты Хрущев утвердил уже в конце июня, и они были немедленно переданы в редакции.

Я привел также обширные цитаты¹ из обеих статей, во-первых, из-за важности вопроса о ядерных испытаниях, (подразумевается – в атмосфере и под водой, быть может, в космосе), а во-вторых, так как эти цитаты объективно отражают мои тогдашние умонастроения и позицию, только еще немного начинавшую тогда отклоняться от официальной...

... После того, как в 1963 году ядерные испытания были «загнаны под землю», биологические эффекты ядерной радиации перестали волновать людей, меня в том числе. Но Чернобыльская катастрофа вновь трагически вывела их на авансцену.

¹ В книге В-1 цитаты статьи 35 даны в обратном переводе. – *Ред.*

IX

ЯДЕРНАЯ ЭНЕРГЕТИКА, СЕЙСМОЛОГИЯ, ЭКОЛОГИЯ

36. ЯДЕРНАЯ ЭНЕРГЕТИКА И СВОБОДА ЗАПАДА *

Часто приходится слышать по радио и читать о бурных многотысячных демонстрациях, о выступлениях известных и неизвестных общественных деятелей, о всевозможных кампаниях в странах Запада, направленных против развития ядерной энергетики, против строительства ядерных электростанций, реакторов-«бридеров» и т.п. Долгое время я про себя удивлялся этому и слегка возмущался, но воздерживался от каких-либо публичных выступлений, тем более что в СССР, естественно, ничего подобного не происходит. Но постепенно я пришел к мысли, что тема заслуживает внимания и что мне есть что по этому поводу сказать.

Основой, почвой для антиядерных настроений людей является, вероятно, их недостаточная информированность в сложных специальных вопросах, направляющая по ложному пути естественную и законную озабоченность современного человека вопросами сохранения окружающей среды. Очень трудно объяснить неспециалистам (хотя это именно так), что ядерный реактор электростанции – вовсе не атомная бомба, что реальная опасность и ущерб среде обитания, биологический ущерб людям от электростанции, работающей на угле, во много раз больше, чем от ядерной электростанции той же мощности или от бридерного реактора.

Сейчас многие ответственные государственные деятели Запада, руководящие работники промышленности, ученые-атомщики осознали (правда, с некоторым опозданием) необходимость довести до широкой общественности основные технические факты в этой области, осознали необходимость широкой научно-технической пропаганды. Это действительно очень важно. Прекрасную, глубоко аргументированную статью под заглавием «Необходимость ядерной энергетики» написал Ганс Бете, лауреат Нобелевской премии по физике, автор вошедших в историю физики теоретических работ по термоядерным реакциям в звездах, по квантовой электродинамике и ядерной физике. Статья Бете опубликована в 1976 году в журнале «Сайентифик америкэн». Европейскому читателю должно

*Хроника-пресс, Нью-Йорк, 1977; *Тревога и надежда*, М.: Интер-Версо, 1990, с.168–172.

быть известно имя работающего в Швеции физика Ф. Яноуха, неоднократно выступавшего на ту же тему.

Я совершенно согласен с аргументацией этих и многих других авторитетных авторов.

Развитие ядерной энергетике шло с гораздо большим вниманием к вопросам техники безопасности и охраны среды, чем развитие таких отраслей техники, как металлургия и коксохимия, горное дело, химическая промышленность, угольные электростанции, современный транспорт, химизация сельского хозяйства. Поэтому сейчас положение в ядерной энергетике в смысле безопасности и возможного влияния на среду обитания относительно благополучное, и ясны пути его дальнейшего улучшения. Принципиальная особенность, отличающая ядерную энергетику от использующей химическое топливо, – высокая концентрированность, малая объемность опасных отходов и всего процесса в целом. Это облегчает и удешевляет решение задач безопасности и охраны окружающей среды (по сравнению с такими же задачами для энергетике, использующей уголь, нефть и т.п.).

Вместе с тем очевидна жизненная необходимость в форсированном развитии ядерной энергетике как единственной экономически равноценной и реальной в ближайшие десятилетия замены нефти (которая, по большинству оценок, уже к концу столетия станет малодоступной из-за истощения удобных месторождений и удорожания).

При этом чрезвычайно важно не только строительство «обычных» ядерных электростанций на обогащенном уране, в которых используется редкий изотоп урана – U^{235} но и решение проблемы производства делящихся материалов из основного изотопа урана и в перспективе тория. Это даст возможность экономически целесообразного использования бедных урановых руд, которых очень много в земной коре, а в дальнейшем – ториевых руд, которых еще больше. Как известно, реакторы на быстрых нейтронах («бридеры», т.е. размножители) представляют собой одно из возможных решений этой проблемы. Они далеко продвинуты в техническом отношении и в отношении техники безопасности. По-видимому, в ближайшие годы необходимо будет приступать к строительству промышленных реакторов на быстрых нейтронах, конечно, с максимальным вниманием к их безопасности.

Об одной альтернативной возможности решения проблемы размножения делящихся материалов я уже в свое время писал, уместно упомянуть об этом и здесь (я подчеркиваю также, что не являюсь автором идеи). Речь идет о проекте, предусматривающем устройство большой подземной камеры (вероятно, герметизированной жаропрочной гофрированной оболочкой), в которой периодически производятся взрывы специально сконструированных термоядерных зарядов максимальной малой мощности, с последующим извлечением продуктов взрыва. В таких зарядах можно достичь большого коэффициента размножения делящихся материалов, образующихся при захвате в уране или тории нейтронов термоядерной реакции. Конечно, в осуществлении этой идеи, при всей ее привлекательности, много серьезных трудностей.

Еще один технический вопрос, много обсуждаемый в литературе, – возможность похищения делящихся материалов с ядерных электростанций или химико-металлургических заводов и использовании их для производства примитивных атомных бомб. Что касается возможности похищения, то я думаю, что при помощи соответствующих организационных и технических мер ее вероятность будет сведена к минимуму. Кроме всего прочего, не позавидуешь грабителю, который решится похитить облученный стержень с ядерного реактора; сам он скорее всего погибнет, но содержащегося в стержне плутония ни в коем случае не хватит для изготовления атомного заряда. Что же касается возможности изготовления «самодельной» атомной бомбы, то в этом вопросе я, так же как, очевидно, Бете, связан ограничениями секретности. Так же как он, могу, однако, заверить читателя, что это дело чрезвычайно трудное, не более легкое, например, чем, скажем, постройка самодельной космической ракеты. Изготовление работоспособного заряда будет, как можно предполагать, дополнительно затруднено при «денатурировании» плутония и других делящихся материалов нейтронно-активными добавками. Проблема ядерной энергетике не исчерпывается техническими и экономическими аспектами. В оставшейся части статьи я хочу остановиться на связи этой проблемы с международной политикой. Когда я уже начал работу над статьей, я услышал по радио передачу о книге английского астрофизика Фреда Хойла. Я не читал этой книги, но, судя по радиопередаче, точка зрения и опасения Хойла близки к моим.

Политические деятели всегда, и не без оснований, исходят из той предпосылки, что уровень экономического развития страны, ее экономическая независимость – один из главных факторов, определяющих политическую независимость, военную и дипломатическую ее силу, международное влияние. Такое мнение должно быть вдвойне основательным, когда речь идет о двух противостоящих друг другу мировых системах. Но уровень экономики в свою очередь определяется энергетикой, т.е. использованием нефти, газа и угля сейчас, урана и тория в сравнительно недалеком будущем (и, быть может, также дейтерия и лития в более отдаленном будущем, когда будут решены очень сложные научно-технические проблемы управляемого термоядерного синтеза). Поэтому я утверждаю: развитие ядерной энергетике – одно из необходимых условий сохранения экономической и политической независимости каждой страны, как уже достигшей высокого уровня развития, так и развивающейся. Особенно велико значение ядерной энергетике для стран Западной Европы и Японии. Если экономика этих стран будет и дальше в сколько-нибудь существенной степени зависеть от поставок химического топлива из СССР и находящихся под его влиянием стран, Запад будет находиться под постоянной угрозой перекрытия этих каналов, и это будет иметь следствием унижительную политическую зависимость. Одна уступка в политике всегда влечет за собой другую, и к чему это приведет в конце концов, трудно предсказать.

Я уже имел возможность рассказать (в книге «О стране и мире») о высказывании одного из крупных советских чиновников, услышанном мною в 1955 году, когда меня еще можно было считать «своим». Речь шла о переориентации со-

ветской политики на Ближнем Востоке, о поддержке Насера – с целью создания нефтяного голода в Западной Европе и тем самым эффективных рычагов давления на нее. Сейчас ситуация гораздо сложнее и богаче оттенками. Но какие-то параллели, несомненно, существуют. Существует политическая заинтересованность СССР в использовании энергетических трудностей Запада.

Инспирирует ли СССР (или другие страны Восточной Европы) нынешние кампании против развития ядерной энергетики? Мне не известны какие-либо достоверные факты этого рода. Если да, то при широко распространенных анти-ядерных предубеждениях и непонимании неизбежности ядерной эры достаточно незначительных и незаметных усилий, чтобы существенно повлиять на размах этих кампаний.

Я должен закончить эту статью тем же, чем начал. Люди должны иметь возможность – знания и права – трезво и ответственно взвесить взаимосвязанные экономические, политические и экологические проблемы, относящиеся к развитию ядерной энергетики, и альтернативные пути развития экономики без необоснованных эмоций и предрассудков. Речь идет не только о комфорте, не только о сохранении так называемого «качества жизни». Речь идет о более кардинальном вопросе – об экономической и политической независимости, о сохранении свободы для ваших детей и внуков. Я уверен, что правильное решение будет достигнуто.

КОММЕНТАРИЙ К СТАТЬЕ 36

1. А.Д.Сахаров (В-1, часть II, гл.24, с.675)

В современном мире огромную роль имеет проблема ядерной энергетики. Свою статью на эту тему я написал по просьбе Франтишека Яноуха, чешского физика, живущего и работающего в Швеции. В пользу быстрого развития ядерной энергетики (конечно, при должном внимании к радиационной безопасности) – экономические и технические соображения, относительная экологическая безвредность (например, при сравнении с углем) и политические соображения – необходимость странам Запада иметь экономическую независимость от стран – производителей нефти и газа, в том числе от СССР. Статья была напечатана в нескольких странах. Отчасти продолжением этой же дискуссии явился обмен письмами с Генрихом Беллем во время его приезда в СССР в 1978 году.

37. ПИСЬМО ПРЕЗИДЕНТУ АН СССР АКАДЕМИКУ Г.И. МАРЧУКУ *

Глубокоуважаемый Гурий Иванович!

У меня возникли некоторые идеи. В условиях, которые мне созданы, я лишен возможности обсудить их с кем-либо. Я прошу Вас поручить соответствующим специалистам рассмотреть мои предложения, ответить на поставленные вопросы. Даже если первое впечатление будет негативным, я настаиваю на обсуждении и моем обязательном участии в нем.

Первое предложение относится к проблеме безопасности ядерной энергетики, приобретшей такую остроту после катастрофы в Чернобыле. Это размещение ядерных реакторов, АЭС и теплофикационных станций глубоко под землей. Глубина должна быть выбрана так, чтобы при максимально-возможных авариях был исключен опасный выброс радиоактивных продуктов. По всей вероятности, это заглубление на несколько десятков метров (возможно, целесообразно также применение герметизирующего корпуса, например, гофрированного, не обязательно очень прочного). Конечно, размещение реакторов глубоко под землей увеличит стоимость строительства, но при современной землеройной технике это увеличение будет, как я думаю, приемлемым.

Мне неизвестно обсуждение в печати изложенной идеи.

Изобретатель В.М. Юровицкий в письме ко мне (1980 г.) сообщил о своем предложении, оформленном в виде заявки, о помещении ядерных электростанций глубоко под землей, с преобразованием тепловой энергии в механическую в наклонных или вертикальных трубах за счет эффекта, называемого им термомеханическим. По-видимому, подразумевается циркуляция кипящей воды в поле тяжести из-за изменения средней плотности при наличии пузырьков. Этот же эффект автор предложил использовать в геотермальных станциях. Заглубление ядерных реакторов по предложению Юровицкого составляет 300–500 метров, эта цифра определена из требований эффективности преобразования энергии. Утверждение Юровицкого о возможности достижения при этом высокого КПД представляется мне неправильным. Юровицкий отмечает безопасность ядерных электростанций при размещении их под землей.

Применение традиционного способа преобразования энергии (паровая или газовая турбина) обеспечит более высокий КПД и не потребует такого большого заглубления, при сохранении преимущества безопасности.

Вопросы, которые я хотел бы выяснить, следующие:

1. Сравнение предлагаемого метода с другими способами обеспечения безопасности ядерных реакторов различной конструкции и назначения с точки зрения эффективности и универсальности.

2. Сравнение предлагаемого и других методов по экологическим показателям.

3. Целесообразность законодательного (договорного) закрепления предлагаемого метода обеспечения ядерной безопасности в СССР и в системе МАГАТЭ.

Человечество не может отказаться от ядерной энергетики, но необходим кардинальный метод обеспечения экологической безопасности при любых авариях. В этом заинтересованы все страны. Я считаю, что размещение реакторов под землей является таким кардинальным решением проблемы безопасности.

Второе предложение вызывает у меня большие сомнения, но я тоже решусь его изложить. Это – вероятная возможность существенно уменьшить катастрофические последствия землетрясений с помощью специально осуществляемых в сейсмически опасных районах подземных термоядерных взрывов. В настоящее время не существует способов точно предсказать момент землетрясения, что является одной из причин гибели людей. Можно, однако, предполагать, что достаточно мощный подземный термоядерный взрыв, произведенный вблизи предполагаемого эпицентра землетрясения в момент, когда напряжения в земной коре близки к критическому значению, может спровоцировать мгновенный или скорый (через несколько дней или недель) разлом блоков земной коры. Если это так (и если необходимые заряды не слишком велики), то человечество получит возможность управлять моментом землетрясения. Людей можно будет заранее эвакуировать, спасая их тем от гибели. Также можно вывезти некоторые материальные и культурные ценности. Конечно, взрыв должен быть произведен так, чтобы исключить выход реактивных продуктов (глубина порядка нескольких километров).

Возможно, что эта идея уже обсуждалась сейсмологами, но я не знаю, известны ли им технические и экономические возможности создания сверхмощных термоядерных зарядов (в 1960 году в СССР, как было опубликовано тогда, проведено испытание 100-мегатонного заряда, и это, конечно, не предел). Кроме того, с течением времени прогресс в области сейсмологии может изменить оценки реальности предлагаемого метода управления моментом землетрясения и требуемой мощности взрыва.

Я думаю, что наиболее полезным было бы обсуждение этого предложения со специалистами Института физики Земли АН СССР и, возможно, Министерства среднего машиностроения.

В качестве одного из мест, где использование обсуждаемой идеи могло бы быть особенно важным и реальным, я обращаю внимание на Японию, конкретно на прогнозируемое Токийское землетрясение. СССР мог бы предложить сотрудничество в решении проблемы, имеющей для Японии общенациональное значение. В частности, СССР мог бы поставить, установить и взорвать специальные подземные термоядерные заряды мирного назначения большой мощности.

23 октября 1983 года я послал письмо Генеральному Секретарю ЦК КПСС М.С. Горбачеву. Копию письма я послал М.А. Маркову, с просьбой ознакомить с ним членов Президиума АН. В письме, в частности, мной выражено желание после прекращения моей незаконной депортации и изоляции принять участие в обсуждениях мирной термоядерной проблемы (НТР, лазерное обжатие, мю-мезонный катализ). Я считаю необходимым довести это до Вашего сведе-

ния, чтобы представители АН СССР могли учитывать мое желание при международных контактах, при планировании международного научно-технического сотрудничества в этой и других областях.

Я прошу ознакомить с этим письмом вице-президента АН СССР Е.П. Велихова, а также других членов Президиума АН.

1 декабря 1986 г.
603137; Горький
Гагарина, 214, кв. 3

С уважением

Сахаров А.Д.

КОММЕНТАРИИ К СТАТЬЕ 37

1. А.Д. Сахаров (В-II, с. 18–19, 25)

26 апреля произошла ужасная катастрофа в Чернобыле.

Я узнал об этом с большим запозданием, из клочка газеты двухдневной давности с кратким (и не точным) сообщением ТАСС (вероятно, это было 6 мая).

В те дни я не только не слушал западное радио (таков был мой «режим» все 6 месяцев Люсиного отсутствия, я уже об этом писал), но и не читал регулярно газет. Я также не видел по телевидению первой пресс-конференции, на которой выступал Велихов и из которой можно было составить себе впечатление, отличное от того, какое складывалось из первых газетных сообщений.

К моему стыду, я усиленно поддерживал в себе ощущение, что ничего ужасного не произошло. Я принял в качестве основной, определяющей количественной информации приводившиеся в начале мая в советской печати цифры радиационной зараженности – 10–15 миллирентген в час – якобы вблизи реактора в первые дни после аварии (!?). Других количественных данных не сообщалось. На основании этих цифр действительно складывалась относительно благоприятная картина. Правда, оставалось непонятным, отчего же погибли пожарные – об этом к середине месяца уже было известно. Я считал совершенно исключенной по приведенным цифрам возможность распространения существенных радиоактивных осадков на большой территории, подобно тому, как это имеет место при ядерных испытаниях, исключил сколько-нибудь серьезные экологические последствия и последствия для людей, вызванные недороговыми биологическими эффектами (дополнительные случаи рака и генетические повреждения). Все это было позорной ошибкой! Одной из причин ее явилось то, что опубликованные в советской прессе данные были (умышленно?) занижены в сто или более раз! Другой причиной было отсутствие у меня правильной информации. К сожалению, была и третья причина – известная предубежденность, инертность мышления, нежелание посмотреть в глаза ужасным фактам. 21 мая на мой день рождения приехали физики из Москвы (В.Я. Файнберг и А.А. Цейтлин) и рассказали кое-что об аварии. Но в двухнедельный период до этого ГБ сумело полностью использовать мое заблуждение. Ко мне с 7 по 19 мая подходили на улице люди, якобы случайные прохожие, и спрашивали о Чернобыле, и я (хотя и с оговорками о недостатке информации) говорил им успокоительные вещи. Все это тайно записывалось, снималось на пленку и передавалось на Запад (уже без оговорок). ГБ записало и опубликовало на Западе сказанные мной 15 мая в телефонном разговоре с Люсей неумные слова: «Это не катастрофа, это авария!..» 20 мая, за день до приезда физиков, ко мне подошел человек, назвавшийся корреспондентом газеты «Горьковский рабочий». Разговор, первоначально

не выглядевший как интервью, происходил около балкона, я поливал цветы на клумбе. Поводом для прихода корреспондента явилась моя (не подписанная) открытка, посланная в газету за несколько месяцев до этого, в которой я обращал внимание на какие-то неточности. Я опять говорил слишком успокоительно о Чернобыле и не очень удачно о проблемах разоружения – хотя в чем-то правильно и хорошо. Через несколько дней, схватившись за голову, я послал в редакцию «Горьковского рабочего» (т.е. в КГБ) письмо, в котором требовал либо опубликовать мое интервью с исправлениями, либо не публиковать вообще; в противном случае я угрожал непосредственным обращением к Западу; конечно, это было гласом в пустыне. Через неделю Виктор Луи (через немецкую газету «Бильд») передал на Запад препарированную и перемонтированную видеопленку с моим «интервью» и сообщил прессе свои (?) комментарии. Смысл их примерно такой: Сахаров находится на нашей стороне баррикады (!?). Он не может быть, однако, возвращен в Москву, так как у него плохая жена (плохо вела себя на Западе), сразу по приезде в Москву она соберет пресс-конференцию!..

Меня не переставали волновать вопросы ядерной энергетики, ее безопасности. Несомненно, человечество не может отказаться от использования ядерной энергии. Поэтому необходимо найти такие технические решения, которые обеспечивали бы полную ее безопасность, полностью исключали бы возможность катастрофы, подобной Чернобыльской. Таким решением, по моему убеждению, является размещение ядерных реакторов глубоко под землей. (Глубина должна быть выбрана так, чтобы при максимально возможной аварии не могло произойти выброса радиоактивных продуктов.) Конечно, размещение реакторов под землей увеличит стоимость строительства, но при современной землеройной технике это увеличение будет, как я думаю приемлемым (как мне сейчас известно, конкретные проекты с подземным размещением реакторов существуют и дебатировались как вполне экономически конкурентноспособные в США, во Франции, кажется в Швейцарии, возможно, и в других странах.) Я считаю (эту мысль мне подсказала Люся в период подготовки к «Форуму» в феврале 1987 г.), что *необходимо в законодательном порядке разрешить строительство новых реакторов только под землей – причем не только в рамках одной страны, но и в международном масштабе* – ведь радиоактивные осадки не знают границ! Что касается старых реакторов, то их следует покрыть надежными защитными колпаками. Особенно важно в первую очередь обеспечить безопасность реакторов теплофикационных атомных станций, располагаемых обычно вблизи от больших городов (одна из таких станций строится на окраине Горького), реакторов с графитовым замедлителем, подобных по этому признаку Чернобыльскому, реакторов-бридеров на быстрых нейтронах.

Другая проблема, которая меня в эти месяцы заинтересовала, – предполагаемая возможность существенно уменьшить катастрофические последствия землетрясений с помощью специально осуществляемых в сейсмически опасных районах подземных термоядерных взрывов...

2. Н.Н. Мельников*

О работе с Андреем Дмитриевичем Сахаровым по подземным АЭС

Человечество осваивает космическое пространство, начаты работы по освоению мирового океана, в первую очередь, шельфа. Но существует проблема не менее масштабная, не менее сложная и не менее актуальная, чем космос и океан. Это освоение подземного пространства земли и его рациональное использование в интересах развития народного хозяйства нашей страны.

* Директор Горного института Кольского научного центра АН СССР.

Известно, что в мире масштабы подземного строительства и использование подземного пространства для различных целей интенсивно возрастают. Развитие энергетики, промышленного и транспортного строительства, создание крупных хранилищ, в первую очередь, топлива, захоронение вредных отходов производства, широкомасштабные подземные горные работы, городское гражданское строительство, наконец, охрана окружающей среды и требования гражданской обороны придают этой проблеме огромное значение.

Наш институт на протяжении длительного времени – более 20 лет занимается проблемами подземного широкомасштабного строительства. В конце 1985 г. нами была подготовлена записка в Правительство СССР, где были перечислены и объекты атомной энергетики, по которым были определенные проработки. Сделаны соответствующие доклады у руководства АН СССР (ак. Г.И. Марчук, ак. А.Л. Яншин), в Институте атомной энергии им. И.В. Курчатова (ак. А.П. Александров), у заместителей Председателя Совета Министров СССР (Б.Е. Щербина, В.П. Баталин).

Как известно, создалась известная напряженность в развитии и размещении объектов атомной энергетики в нашей стране. Этому способствовали ряд аварийных ситуаций на АЭС, в том числе Чернобыльской, неудачное размещение некоторых станций из-за недостаточного уровня инженерно-геологических изысканий, расположение станций в густонаселенных районах Европейской части Союза.

АЭС следующих поколений должны быть надежнее и безопаснее. Но их создание, серийный выпуск и постепенная замена существующих в настоящее время на АЭС типов реакторов потребует времени – не менее 15–20 лет, а остановить развитие энергетики страны нельзя. Где же выход?

По заданию Председателя Бюро Совета Министров СССР по топливно-энергетическому комплексу и инициативе ак. А.П. Александрова Горный институт Кольского научного центра АН СССР в 1987 г. приступил к выполнению работы «Подземные АЭС – анализ безопасности, консервация и технико-экономические показатели строительства».

В конце мая 1988 г., обсуждая в Отделении физико-технических проблем энергетики АН СССР с ак. В.А. Кириллиным нашу работу по подземным АЭС, а также задачу захоронения аварийного блока 4 Чернобыльской АЭС, куда также был привлечен Горный институт, Владимир Алексеевич посоветовал мне найти Андрея Дмитриевича Сахарова, который давно настаивает на рассмотрении возможности подземного размещения АЭС. Я позвонил Андрею Дмитриевичу, представился, сказал какой проблемой мы занимаемся. Андрей Дмитриевич сразу же попросил приехать к нему домой. Когда я приехал, дверь мне открыла его жена, Елена Георгиевна, попросила пройти в комнату и немного подождать. Бросилась в глаза скромная обстановка квартиры, картины. Вышел Андрей Дмитриевич. Первое впечатление – огромный лоб, очень внимательные глаза, сутулость и, я бы сказал, какая-то незащищенность всего облика. Мы беседовали около двух часов, я рассказал об исследованиях нашего института в подземном строительстве и горнодобывающей практике, структурном подходе исследований по подземным АЭС. Андрей Дмитриевич задал много вопросов и, когда я сказал, что нам нужна зарубежная информация, сразу же предложил свою помощь – письмо в МАГАТЭ за его подписью, международное сотрудничество, участие в специальном совещании в Отделении энергетики АН СССР, возможность привлечения средств международного фонда за выживание и развитие человечества. Мы условились о дальнейших встречах, которые состоялись в июне и в июле 1988 г.

Надо отметить, что А.Д. Сахаров на всех уровнях поддержал нашу концепцию повышения безопасности атомных станций при их подземном размещении в скальном массиве, а также методические подходы изучения аварийных процессов на подземной АЭС и локализации крупной аварии, сопровождающейся разрушением реактора и плавлением топлива.

Основным подходом здесь является то, что безопасность необходимо обеспечивать

способом, не зависящим от любых факторов, которыми мы в данный момент не управляем (аварии, связанные с изготовлением оборудования, его монтажом, строительством, эксплуатацией, стихийными бедствиями, диверсиями и т.п.), т.е. обеспечение сохранности защитной оболочки при любых ситуациях. Такую возможность дает подземное размещение АЭС.

Концептуальными положениями безопасности подземной АЭС являются:

- более прочная на несколько порядков, чем любая защитная железобетонная оболочка наземной АС, реакторная скальная выработка, способная выдерживать значительно более высокие давления при запроектных авариях;

- возможность локализации аварии с плавлением топлива (Чернобыльский вариант), сброс давлений в подземные объемы – штольни локализации, и отвод остаточных тепловыделений пассивными средствами (залитие водой из емкостей, расположенных на дневной поверхности или в выработках-ловушках в горной породе, рассеяние тепла в горном массиве), а также применение специальных надежных методов перекрытия выходных коммуникаций;

- относительно простая консервация радиоактивного оборудования и конструкций после отработки расчетного ресурса, т.е. последующего захоронения станции (реакторного отделения);

- полная защита от внешних взрывных воздействий, падений самолетов, диверсий, стихийных бедствий и т.п.;

При этом, под землю на глубину 50 м и более помещается только реакторное отделение с системами защиты и управления, все остальное – машзал, системы распределения и т.п. расположено на поверхности.

В июле месяце Андрей Дмитриевич рассказал, что обсуждал проблемы таких станций с зарубежными учеными и что, пожалуй, при нашем подходе удастся избежать больших подземных строительных объемов (под землей только реакторное отделение) и решить вопрос с коммуникациями при их двойном или более шлюзовании.

Следующая наша встреча состоялась в октябре месяце того же года на общем собрании АН СССР, где Андрей Дмитриевич был выдвинут и избран членом президиума Академии.

Во время одного из больших перерывов я рассказал об уже полученных результатах.

Дело в том, что проектная стандартная железобетонная оболочка толщиной 1,6 м наземной АЭС при попадании на нее расплава топлива будет прожжена менее чем за один час; по последним проектам оболочка выдерживает внутреннее давление только 4,6 атм, кабельные, трубные проходки – 8 атм. В то же время паровые и водородные взрывы при аварии с плавлением топлива дают давление до 13–15 атм. В этой ситуации скальный массив при его соответствующем выборе выдержит нагрузки от взрывов по величине на порядок выше.

Нами исследовался самый «жесткий» сценарий максимальной гипотетической аварии с плавлением топлива и отказом всех энергосистем питания, что не рассчитывалось в неутвержденном проекте института «Атомэнергопроект» т.н. безопасной наземной станции АЭС-88.

Расчетно-теоретическое изучение протекания экстремальной гипотетической аварии в подземных помещениях АС, теплофизических параметров среды, термомеханического состояния реакторной выработки, переноса радионуклидов и других вопросов при авариях показало, что:

- не вызывает сомнений полная сохранность реакторной выработки при различных воздействиях, имеющих место при аварии (высокие температуры среды, паровые и водородные взрывы);

– контур реакторной выработки и скальный массив могут воспринимать без разрушения значительные нагрузки тепла от распада осколков деления практически неограниченное время;

– выход радиоактивности в окружающую среду может быть снижен до уровней, соответствующих международным требованиям по безопасности (даже на несколько порядков ниже (на 10^3 – 10^5), чем у наземных АС) по всем возможным каналам ее распространения (по коммуникациям ПАС, через толщу скального массива, с грунтовыми водами). Такую возможность для существующего уровня техники дает только подземная АС.

Андрей Дмитриевич попросил показать некоторые графики и численный материал и, по-моему, остался удовлетворен.

Во время его выборов, когда еще не были известны результаты голосования, я заметил как Андрей Дмитриевич встал, прошел по боковому проходу зала (актовый зал МГУ, где обычно проводятся общие собрания Академии) и как-то отрешенно и одиноко пошел к выходу. Я нагнал его уже в фойе, снова подошел и постарался найти успокаивающие слова о результатах выборов. Так мы и ходили вдвоем по почти пустому холлу, потом Андрей Дмитриевич вернулся в зал.

К декабрьскому общему годичному собранию Академии наша работа была почти готова. Я рассказал Андрею Дмитриевичу все основные результаты и выводы и пообещал привезти полный отчет в начале 1989 г. Как следует из названия работы, у нас действуют три критерия оценки: безопасность, консервация и технико-экономические показатели. Хотя критерии почти равноценны, но главный – безопасность. Что касается показателей строительства, то было выполнено следующее.

Дан анализ современных объемно-планировочных решений подземных комплексов атомных станций различной мощности до 1000 МВт (эл.), рассмотрены на примере региона Кольского полуострова инженерно-геологические и геомеханические условия строительства подземных атомных станций в скальных массивах и сформулированы требования к массивам, определены конструкции крепей и облицовок реакторных выработок, состав и виды компоновок оборудования подземных комплексов АС, подсчитаны объемы подземных выемок для размещения реакторных блоков 1000 МВт, 340, 500–250 тыс. м³. Представлены необходимые материалы по технологии и организации строительства подземных комплексов АС – скорости проходок, методы ведения горнопроходческих работ, апробированные на практике горнорудной промышленности, крупномасштабном подземном строительстве, энергетике и туннелестроении, виды и технические характеристики оборудования, приведены сроки строительства подземных комплексов реакторных блоков.

Технико-экономическая оценка подземного размещения АС была сделана для двух вариантов: без и с учетом затрат на вывод АС из эксплуатации. Расчеты показали, что удорожание строительства 4-х блочной атомной станции с реакторами ВВЭР-1000 при подземном размещении блоков по сравнению с наземными составляет только 11–15%. При учете затрат на вывод станции из эксплуатации стоимость подземной станции ниже наземной. Удорожание строительства 2-х блочной станции теплоснабжения с реакторами АСТ-500 при подземном размещении реакторных блоков по сравнению с наземным вариантом составляет приемлемую величину 20–30%; при учете затрат на вывод станции из эксплуатации увеличение общей стоимости равно 4–11%.

В целом, работа Горного института представляется (и Андрей Дмитриевич полностью согласился и отметил это) как:

а) обоснованное предложение к проектированию и строительству в СССР атомных станций с подземным размещением реакторных установок, в первую очередь, малой и средней мощности, в целях гарантированного обеспечения безопасности населения и окружающей среды при возможных тяжелых и катастрофических авариях. Подземное

размещение АС решает несколько проблем – обеспечение безопасности эксплуатации для окружающей среды, исключение катастрофических последствий аварий (типа Чернобыльской), консервацию отработавших ресурсов реакторов и снижение сейсмического воздействия на АС;

б) дает возможность дальнейшего развития атомной энергетики на существующем уровне техники, не дожидаясь нового поколения т.н. безопасных реакторов и его серийного освоения;

в) позволяет снять общественно-социальную напряженность вокруг проблемы АЭС.

На общем собрании Академии (28.12.88 г.) А.Д. Сахаров выступил и подчеркнул, что безопасность ядерной энергетики будет обеспечена через подземное размещение станций, и привел наши цифры по технико-экономическим показателям. Подчеркнул, что такие работы ведет Горный институт Кольского научного центра АН СССР, но есть противодействие (а это было действительно со стороны монополистов-ядерщиков). Решение о подземных АЭС неизбежно, проблема строительства наземных станций стала уже психологической и наш народ нельзя держать в страхе.

Далее Андрей Дмитриевич сказал, что считает необходимым законодательное запрещение строительства наземных станций в пользу их подземного размещения.

Работа Горного института по подземным АЭС докладывалась и рассматривалась широким кругом научной и технической общественности: в Отделении физико-технических проблем энергетики АН СССР, Президиуме АН УССР, институтах Атомной энергии им. И.В. Курчатова, Ядерной энергетики АН БССР, Ядерных исследований АН УССР, руководством АН СССР и Минсредмаша СССР, в специализированных институтах НИКИИЭТ, ВНИПИЭТ и других организациях (всего – более чем в 23 местах) прежде чем была сдана заказчику – Совету Министров СССР.

В начале февраля 1989 г. на Комиссии по атомной энергетике АН СССР (председатель ак. В.И. Субботин) присутствовал, несмотря на свою чрезвычайную занятость, Андрей Дмитриевич.

Он сидел в первом ряду около председателя и, пока я делал доклад, казалось, дремал. Но это впечатление было совершенно обманчивое – когда он начал выступать и использовать цифры и наши подходы, я понял, насколько внимательно он все слушал.

В марте месяце 1989 г. я, наконец, передал всю работу Андрею Дмитриевичу, для него мы сделали специальный личный экземпляр (довольно объемный – более 300 страниц). Нам из зала было интересно и приятно наблюдать, как, сидя в президиуме общего собрания Академии наук во втором ряду слева, так что было хорошо видно, Андрей Дмитриевич несколько часов подряд читал и просматривал наш отчет. Вечером после заседания, когда мы встретились, он сказал, что работа чрезвычайно интересная и что необходимо подготовить письмо на имя Председателя Совета Министров СССР Н.И. Рыжкова и он его подпишет. Добавил, что будет в Москве до середины мая.

К сожалению, мы встретились снова уже осенью.

В октябре месяце 1989 г. работа была доложена заказчику на Научно-техническом совете Бюро Совета Министров СССР по топливно-энергетическому комплексу в присутствии ответственных работников Бюро, Госплана СССР, Госстроя СССР, АН СССР, ответственных работников НИИ и проектных институтов Минэнерго СССР, Минатомэнергопрома СССР, Минобороны СССР, Минуглепрома СССР, Минтяжмаша СССР, Госкомприроды СССР.

От Академии наук СССР присутствовали академики А.Д. Сахаров, В.И. Субботин, Н.Н. Пономарев-Степной, Ю.Н. Руденко, члены-корреспонденты Д.Г. Жимерин, В.А. Каротеев, Ф.М. Митенков, В.А. Сидоренко.

Андрей Дмитриевич выступил одним из первых и во многом определил решение совета.

В протоколе рассмотрения было подчеркнуто, что:

– необходимо отнестись одобрительно к научно-исследовательским и проектным работам по проблеме строительства подземных АЭС, как одного из возможных альтернативных методов повышения безопасности ядерной энергетики страны;

– разработать комплексную программу НИР и ОКР по этой проблеме с финансированием ее начиная с 1990 г. и на тринадцатую пятилетку целевым назначением через ГКНТ СССР;

– осуществить в 1991–92 годах в рамках программы «Атомная энергетика» проектные разработки на сооружение одной-двух станций ограниченной мощности (до 300–500 МВт).

Это была наша последняя встреча. Уже после безвременной кончины Андрея Дмитриевича Сахарова работа совместным решением совещания у заместителей председателя Совета министров СССР гг. Лаверова Н.П. и Рябева Л.Д. в мае 1990 г. была включена в состав Государственной научно-технической программы «Экологически чистая энергетика» как шестое основное направление «Подземные атомные электростанции».

Люди должны жить на земле, ходить по зеленой траве, а все опасные и экологически напряженные производства должны размещаться под землей, где имеются все возможности обеспечения безопасности и сохранности окружающей человека среды.

Микеланджело сказал: «Тот, кто идет за другими, никогда не опередит их».

Академик Андрей Дмитриевич Сахаров всегда шел впереди и ушел на долгие годы вперед в памяти благодарных ему людей.

3. В.И. Кейлис-Борок

К проблеме управления моментом возникновения сильного землетрясения*

Заблаговременно предсказав сильное землетрясение, можно было бы принять защитные меры по сокращению связанного с этим землетрясением риска для населения и экономики (уменьшить число пострадавших и экономические потери).

В настоящее время сейсмологи умеют предсказывать землетрясения весьма приближенно. Неопределенность прогноза времени составляет в лучшем случае несколько лет за редкими и невоспроизводимыми исключениями. Возможно, что точность прогноза времени в принципе ограничена, например вследствие той хаотичности процесса возникновения землетрясений, которая обсуждается на этом семинаре.

Итак, предположим, что по данным геофизики землетрясение назрело и произойдет в течение нескольких лет или месяцев. Этот прогноз позволит провести инспекцию сейсмостойкости объектов повышенного риска (например, школы, больницы, а также химические производства, АЭС), подготовиться к спасательно-восстановительным работам и др. Но такие меры предотвратят далеко не весь ущерб. Непосредственно перед землетрясением необходимо объявить чрезвычайное положение, остановить опасные производства, эвакуировать население и т.п. Ясно, что длительное осуществление таких мер нереально. Оно само по себе принесет значительный экономический и психологический ущерб.

Докладчик обсуждает возможность сократить период ожидания назревшего землетрясения, спровоцировав его в заданный момент времени путем воздействия на геофизическую среду подземным ядерным взрывом.

Сейсмологи считают, что очаг землетрясения представляет собой распространяющийся в земной коре разрыв сплошности. Разрывы возникают преимущественно на поверхностях тектонических разломов, где прочность среды относительно невелика. Разрыв начинается

* Краткое изложение доклада А.Д. Сахарова на семинаре «Нелинейная динамика и прогноз землетрясений». Семинар был организован АН СССР и Национальной Академией наук США 10–14 октября 1988 г. в г. Ленинграде.

после достижения некоторых критических напряжений. Физический механизм их создания роли не играет. В частности, они могут быть созданы подземным ядерным взрывом. Техническая реализация такого взрыва гораздо проще, чем подрыв эквивалентного по воздействию заряда химических ВВ.

Оценим порядок величин, характеризующих взрыв как источник критических напряжений.

Пусть условие начала образования разрыва в очаге землетрясения в точке \bar{x} в момент времени t имеет вид:

$$\sigma(\bar{x}, t) \geq \sigma^*(\bar{x}, t), \quad (1)$$

где σ – текущее тектоническое, а σ^* – некоторое критическое напряжение. В процессе подготовки землетрясения эти напряжения определяются строением и состоянием среды.

Напряжения, вызванные взрывом в горной породе, приближенно определяются следующей формулой:

$$\sigma \approx 10^{19} Y^{3/2} R^{-3} \text{дин/см}^2, \quad (2)$$

где Y – ТНТ-эквивалент ядерного взрыва в кт, а R – расстояние (в см) от источника взрыва до точки, в которой определены напряжения.

Подставив (2) в (1), получим:

$$Y^{3/2} R^{-3} = 10^{-19} \sigma^*, \quad (3)$$

Сейсмологи оценивают критические напряжения величиной $\sigma^* = (10^7 - 10^8)$ дин/см².

Так как место назревшего землетрясения точно не известно, примем, что взрыв должен вызвать критические напряжения в радиусе R до 150 км.

Подставляя эти значения σ^* и R в (3), получим $Y = 10 - 100$ мегатонн. Фактически взрыв должен добавить только некоторую часть уже существующих напряжений, скажем 10%. В этом случае $\sigma = 10^6 - 10^7$ дин/см² и $Y = 5 - 10$ мегатонн.

Взрыв следует провести на достаточно большой глубине, чтобы избежать выброса в воздух радиоактивных веществ.

Безопасная глубина взрыва (в метрах) определяется по формуле

$$h = (100 - 200) Y^{1/3} \quad (4)$$

и для заряда 5–10 мегатонн равна 4–6 км. Эту глубину целесообразно увеличить как из соображений экологической безопасности, так и для того, чтобы приблизиться к месту зарождения землетрясения. Взрыв на этой глубине можно провести так, что радиоактивные вещества будут заперты в стекловидной капсуле, образованной застывшими горными породами, расплавленными при взрыве.

* * *

А.Д. Сахаров сказал, что лишь недавно начал обдумывать изложенную идею и просил высказать возможные возражения. Часть из них касалась экологической безопасности проекта: поскольку землетрясения возникают в системе активных разломов, стекловидная капсула может быть разрушена в ходе неотектонических движений, после чего радиоактивные вещества могут быть разнесены мигрирующими в системе разломов флюидами. Высказывалось опасение, что стекловидная капсула растрескается уже в процессе возникновения.

Другие сомнения касались самого механизма провоцирования сильного землетрясения: например, сравнимое повышение напряжений дают землетрясения средних магнитуд, около 6. Они нередко происходят в окрестности очаговой зоны сильного землетрясения, которое возникает однако лишь спустя полгода-год.

Наконец выдвигались альтернативные варианты провоцирования землетрясений, например с помощью закачивания флюидов или вибрациями (что уменьшит эффективное σ^*).

По мнению участников семинара изложенная идея несомненно заслуживает тщательного рассмотрения, включая численное и лабораторное моделирование.

Обсуждение носило рекогносцировочный характер.

38. ВЫСТУПЛЕНИЕ НА ОБЩЕМ СОБРАНИИ АН СССР ПО ВОПРОСАМ ЭКОЛОГИИ, 28 ДЕКАБРЯ 1988 Г.*

В капиталистических странах вопросы производственной деятельности находятся в руках отдельных частных фирм. В СССР роль частных интересов играют ведомственные интересы, но от этого совсем не легче. Исключительно трудно противостоять таким гигантским ведомствам, как Минводхоз или Минэнерго с их разветвленной структурой, многочисленными научными учреждениями, широкими бюрократическими связями и огромным влиянием. При этом интересы ведомств часто имеют парадоксальный характер. Если в капиталистических странах любая фирма стремится к сокращению затрат, то у нас зачастую ведомственные интересы требуют их увеличения. Одной из задач перестройки является ограничение роли ведомств, создание альтернативных, независимых структур. От этого во многом будет зависеть и решение экологических задач.

Крайне важно, чтобы Академия наук играла роль независимого и обладающего властью арбитра, принимала на себя ответственность за важнейшие решения.

Для этого Академия должна обладать полной информацией об экономике, хозяйственных планах и экологической ситуации.

Примечательным примером, показывающим роль ведомств в экологических проблемах, является строительство канала «Волга – Чограй», о котором говорилось вчера и сегодня. В ходе работы над проектом менялись цели строительства: сначала речь шла об орошении Калмыкии, что вредно, затем об орошении Ставрополя, в чем нет острой необходимости. Менялась стоимость строительства – от 800 млн. до 3 млрд. 800 млн. рублей; неизменным оставалось лишь желание Минводхоза во что бы то ни стало осуществить это выгодное, с точки зрения ведомственных интересов, строительство, несмотря на его экономическую нецелесообразность и экологическую вредность. Отбор воды из Волги может со временем потребовать вернуться к идее переброски северных рек. Отбор воды уже

* Вестник АН СССР 5, 116 (1989).

сейчас угрожает популяции осетровых рыб. Затраты достигают почти 4 млрд. рублей. Даже малая доля этих затрат, но вложенная в строительство зернохранилищ и дорог, принесет гораздо больший эффект, чем строительство канала.

Академия должна высказаться за прекращение строительства и прекращение его финансирования.

Другая тема, которой я хочу коснуться, – безопасность ядерной энергетики. Кардинальным решением проблемы безопасности ядерной энергетики является размещение ядерных реакторов под землей. При этом имеет место практически полная безопасность при всех возможных авариях. Только подземное размещение обеспечивает безопасность по отношению к террористическим актам и к возможному разрушению реакторов в неядерной войне. Стоимость строительства возрастет умеренно, ориентировочно – на 20%. Одновременно существенно уменьшается стоимость коммуникаций для теплофикации атомных станций и стоимость ликвидации отслуживших свой срок реакторов.

В СССР ведутся проектные работы по подземному размещению атомных реакторов в Горном институте Кольского филиала АН СССР, но сама идея подземного размещения встречает определенное противодействие со стороны ряда ведомств. Неотложная задача на сегодня добиться прекращения строительства всех реакторов с наземным расположением, постепенного вывода из эксплуатации всех наземных реакторов. Конечно, это сопряжено с большими экономическими потерями, потребует пересмотра и отсрочки на несколько лет планов строительства АЭС. Чем раньше будет принято неизбежное, на мой взгляд, решение, тем меньше будут потери, но для этого необходимо преодолеть сопротивление атомного и энергетического ведомств.

Проблемы безопасности ядерной энергетики – не только техническая или экономическая проблема, но также социальная и психологическая. Мы не можем держать народ в состоянии непрерывного нервного напряжения, многократно усилившегося после Чернобыльской катастрофы. Необходимо опубликовать всю правду о Чернобыле. Сейчас именно те ведомства, который несут ответственность за аварию, препятствуют опубликованию в журнале «Новый мир» документальной повести об этой аварии.

Рано или поздно, если мы хотим иметь большую ядерную энергетику, не прибегая к опасному насилию над людскими чувствами, мы должны принять закон, запрещающий наземное расположение ядерных реакторов. Этот закон должен иметь международный характер в соответствии с тем, что последствия ядерных аварий не знают границ.

В оставшееся время я хочу упомянуть еще о двух проблемах. Во-первых, всецело поддерживаю выступление Ю.Б. Харитона о необходимости прекращения строительства и демонтаже дамбы в Финском заливе. Достаточно проехать по берегу залива и при помощи такого простейшего прибора, как человеческий нос, обнаружить, что там уже происходит загнивание воды.

Во-вторых, необходимо провести широкие исследовательские работы по выяснению меры ущерба, нанесенного генетическому фонду человечества химизацией

современной жизни и радиацией. Исследуются эффекты от каждого отдельного вещества, которое вводится в употребление, устанавливаются нормы. Но они устанавливаются как бы изолированно от всей совокупности фактов. Необходимо рассмотреть проблему в целом и понять, что она дает нашему и будущему поколению, потому что генетические повреждения накапливаются в наследственном механизме. И речь идет не только о химизации, но и о радиации. Необходимо выяснить степень опасности, связанной с нарушением генофонда человека. Вы уже слышали о том, что возрастает количество психических заболеваний, а это, несомненно, тоже связано с какими-то генетическими повреждениями. Необходимо выработка практических рекомендаций. Уже сейчас нужно исключить все сильные мутагены из сельскохозяйственной практики и других областей жизни. Но может быть, еще более важно исключение слабых мутагенов, но применяемых в больших количествах. Эта проблема генетического фонда человечества в целом мне представляется исключительно важной.

КОММЕНТАРИИ К СТАТЬЯМ 37, 38

1. А.Д. Сахаров (В-II, с. 108-109)

В октябре я впервые присутствовал на Пагуошской конференции по приглашению Виталия Гольданского (руководителя советской секции). В качестве гостя была также приглашена Люся. Конференция проходила в местечке Дагомыс, недалеко от Сочи. Участники и многочисленные гости были размещены в фешенебельной интуристской гостинице. Там же проходили заседания. Все это, включая питание, конечно, за счет хозяев конференции. Также был оплачен проезд участников (но Люся свой билет оплатила). Шел конец курортного сезона, море и бассейн были к услугам приехавших. По вечерам – виски-водка парты с обильной бесплатной выпивкой, некоторые не вполне соблюдали меру.

Для меня и Люси главное было понять, что происходит на секциях (по вопросам экологии, сокращения стратегических вооружений, равновесия обычных вооружений в Европе, запрещения химического оружия, контроля над сокращением вооружений, проблем развития Третьего мира, контроля над ядерными испытаниями) и на пленарных заседаниях. Моя позиция тут такова – если КПД (коэффициент полезного действия) работы пагуошцев очень мал, но отличен от нуля, то в силу огромного значения глобальных проблем существование Пагуошского движения в конечном итоге оправдано. Мы были свидетелями довольно низкого уровня обсуждения проблем (в особенности это относилось к экологии), по-моему, это следствие того, что многие стали профессионалами борьбы за... (мир, среду обитания, разоружение, все равно за что), это не способствует объективности и научному подходу. Еще более меня огорчило, что Движение как бы работает само на себя, не имея прямых выходов в правительственные круги и в массмедиа. Все же я думаю, что есть косвенный положительный эффект – через личные контакты участников движения в научных и правительственных кругах. Так что – пусть работают. Но без меня! На конференции я выступил по докладу секретаря Движения, особенно уделив внимание экологическим проблемам, в том числе опасности для генофонда, вызванной накоплением вредных мутаций в результате химизации жизни на Земле.

2. А.Д.Сахаров. Из беседы с А.Адамовичем и В.Синельниковым, октябрь 1988 г.
(«Жить на земле и жить долго», Искусство кино 1989, №8)

А.Сахаров. Жить при лучине – это значит вообще жить без всех или большей части достижений цивилизации. Но есть такая эмпирическая закономерность: средняя продолжительность жизни очень сильно растет в линейной зависимости от расхода энергии на душу населения. Поэтому представляется, что в смысле человеческих жертв и человеческих страданий отказ от производства больших количеств энергии на душу населения – это тоже убийство. Только убийство другим способом. Энергия нужна. Только как ее получать сегодня?

Альтернативные, чистые источники энергии в настоящее время экономически не конкурентны с «грязными», даже с гидроэлектростанциями. Это положение, по-видимому, сохранится очень длительное время. Хотя, конечно, и здесь происходит непрерывный процесс. Ядерная энергия сейчас дороже, чем получаемая с помощью привычных источников, и нефть и газ в перспективе будут истощаться, уголь экологически очень вреден, любые тепловые станции создают парниковый эффект. По-видимому, в перспективе все большую роль должна играть все-таки ядерная энергетика. Во всяком случае на протяжении достаточно длительного времени, на которое мы можем делать технические прогнозы. Ее, конечно, надо сделать безопасной. Тут есть разные пути.

Прежде всего усовершенствование ядерного реактора. Созданы водоводяные реакторы, в которых нечему гореть; реакторы с газовым охлаждением, в которых не образуется взрывчатая смесь – гремучий газ; реакторы, в которых при любой аварии происходит уменьшение реактивности. Все это в принципе возможно. И все же стопроцентной уверенности в полной безопасности нет. К примеру, проблемы терроризма, обстрела ракетами и бомбардировка с воздуха с применением обычных взрывчатых веществ остаются до тех пор, пока мы живем в таком мире, как сейчас. Мне присылают много писем из Армении, авторы которых очень боятся, как бы какие-нибудь террористы не взорвали их станцию, которая близка по конструкции чернобыльской. . . Ну, может быть, несколько лучше. . .

. . . Есть очень важный экономический фактор – это консервация станции. Каждая станция, скажем, через тридцать лет выработает свой ресурс, и ее надо законсервировать. Если это была наземная действующая станция, то проблема консервации необыкновенно сложна, надо делать саркофаг или разобрать ее с помощью роботов и сделать зеленую лужайку. Это стоит почти столько же, сколько построить новую станцию. А подземную вы можете просто закрыть на ключ и оставить навечно.

А.Адамович. Против вашей идеи есть аргумент – подземные воды. Можно отравить подземную нашу коммуникацию. . .

А.Сахаров. Если делать с умом, то этого не произойдет. Если в скальном грунте – это уже исключено. У нас достаточно много мест, даже в европейской части СССР, где геологические условия благоприятны, где почвенные воды текут над непроницаемым глинистым слоем. И вы всегда можете сделать сравнительно дешевый поддон, через который даже расплавленная масса, образовавшаяся при аварии, не проникнет. В общем, при учете геологических условий эта опасность может быть сведена до минимума.

В.Синельников. Можно ли сказать, что проект, методы строительства и эксплуатации чернобыльской станции предопределили неизбежность трагедии?

А.Сахаров. С полной уверенностью этого сказать нельзя. Но, конечно, в реакторе был ряд недостатков очень серьезных. Возможность аварии была потенциально заложена. Какие это недостатки? Во-первых, отсутствие защитного корпуса. Во-вторых, то, что реактор на графите, а графит может гореть, в-третьих – положительный коэффициент паровой активности, то есть при образовании пара система разгоняется, в-четвертых, там

такая конструкция регулирующих стержней, что при введении начальной их части реактивность увеличивается. Кроме того, станция не была снабжена автоматической защитой. Современная долбнетика предполагает оснащение любого опасного производства системой, которая должна исключить возможность катастрофически ошибочных решений. Есть менее существенные, но в совокупности очень серьезные недостатки. . .

... Водяные будут строить до 2000 года, и остановить это ужасно трудно. Для этого нужно волевое решение на самом верхнем уровне. Я считаю, что необходимо прекратить строительство наземных реакторов, хотя это будет означать потерю темпа нашей атомной энергетики на пять, может быть, несколько больше лет. . .

... Пятилетний план по атомной энергетике все равно надо выкинуть в мусорную корзину, правда, это удар по всем, кто себя связал работой в атомном энергостроении. Создан задел на будущее, а это многомиллиардные затраты.

А.Адамович. Значит, погибай вся страна, но проекты чтобы осуществлялись и зарплата шла.

А.Сахаров. Аналогичную картину мы видим в очень большом числе других наших начинаний. Сейчас исподтишка строят все-таки Волго-Дон-2 и Волго-Чограй и таким образом делают необходимым поворот рек, который действительно необычайно опасен экологически. Это идет по такой страшной ведомственной инерции, за которой стоят, конечно, конкретные интересы сравнительно небольшого числа людей, зато очень влиятельных. Это страшно.

В атомной энергетике действуют те же механизмы. Тем не менее добиться отмены наземного строительства реакторов необходимо. Я думаю, что это задача очень трудная в смысле психологического поворота мышления. . .

... Сейчас вкладываются средства в солнечную энергетику, но, наверно, недостатки. И это не означает еще возможности обойтись без ядерной энергии. Реальный технико-экономический прогноз на ближайшие десятилетия показывает, что она все-таки нужна. . .

... Еще раз могу совершенно авторитетно сказать следующее. Есть одно кардинальное решение: подземное расположение ядерных станций. . . У нас есть только две возможности: или никакой, или подземная ядерная энергетика.

В.Синельников. Скажите, а практика такого строительства в мире уже есть?

А.Сахаров. Есть, но в небольшом масштабе. В Швеции, во Франции. Я считаю, что должен быть международный закон, запрещающий наземное строительство ядерных реакторов. Международный закон должен гарантировать нас от опасности и одновременно успокоить мировое общественное мнение. . .

... Человечество все-таки должно жить на Земле, жить долго, не загубить себя в ближайших несколько десятилетий, или несколько десятилетий, или несколько лет. Конечно, в отдаленной перспективе оно будет колонизировать другие миры, что не означает прекращения жизни на Земле. И все же разрешите за несколько миллиардов лет вперед не заглядывать, нет никаких данных для представления о том, что там будет. А вся наша цивилизация в сравнении с этим сроком – мгновение.

А.Адамович. Что совершенно точно: слова «капитализм» и «социализм» через миллиарды лет никто знать не будет. . .

А.Сахаров. Я не знаю, будут ли слова вообще. Может быть, способ общения и мышления будет другой, но это нас совершенно не должно волновать. На тысячелетие вперед планировать жизнь человечества, наверно, можно, но мы должны выйти на какой-то стационарный режим, который совместим с экологической безопасностью. Это произойдет, как я думаю, как я надеюсь, на протяжении нескольких десятилетий или столетий, и в стационарном режиме человечество будет сохраняться, жить на воспроизводимых ре-

сурсах, не нарушая среды обитания, – вот идеальная схема, которая возможна только с использованием достижений науки, будущей науки. Уже сегодня у нас довольно широкий диапазон возможностей. Если вернуться к ядерной энергии, с которой мы начали, то она принадлежит именно к этому диапазону. На путях бедности мы не придем к благополучному миру. К нему можно перейти только благополучно развиваясь, имея высокий уровень жизни, имея возможность не беспокоиться за себя и за своих близких.

А.Адамович. Но мы ведь согласились: еще один незапланированный «мирный» взрыв, и конец стране.

А.Сахаров. Взрывов быть не должно. Это нужно исключить не с вероятностью честного слова. Не строить наземных станций, категорически не строить. А мы все время возвращаемся к новым экологически вредным проектам, и каждый проект имеет своих защитников. Нельзя этим защитникам поручать экспертизу на безопасность, это даже психологически для них непреодолимый барьер.

А.Адамович. Вы считаете, что экологическая опасность сегодня становится чуть ли не номером один?

А.Сахаров. Я думаю, нумеровать опасности – не так уж обязательно. Мы можем без этого обойтись, если примем твердое решение, что не упускаем из вида ни ту, ни другую – ни военную, ни экологическую. Вот такое решение принять необходимо.

Х

НАУЧНО-ПОПУЛЯРНЫЕ И ФУТУРОЛОГИЧЕСКИЕ ПУБЛИКАЦИИ

39. САМАЯ ВЫСОКАЯ ТЕМПЕРАТУРА *

В связи с открытием в 1965 г. остаточного космического радиоизлучения с эффективной температурой около 3 К, подтверждающего горячую модель расширяющейся Вселенной, становится интересным рассмотрение некоторых эффектов на первых стадиях этого расширения.

При очень высоких плотностях излучения, порядка 10^{98} фотонов в каждом кубическом сантиметре, станет играть существенную роль гравитационное взаимодействие между двумя «соседними» фотонами. А «соседями» фотонов при такой плотности почти всегда будут именно фотоны, а не нуклоны, так как нуклонов во Вселенной в миллиард раз меньше, чем фотонов (если не учитывать пар нуклон-антинуклон, количество которых в этом состоянии может быть значительно большим).

В этом случае изменение энергии фотонов с изменением их плотности принимает такой вид, что функция имеет максимум при определенной плотности. Дальнейшее сжатие не будет повышать температуру фотонов. Следовательно, существует абсолютный максимум температуры для любого вещества, находящегося в термодинамическом равновесии с излучением. А также при гораздо меньших плотностях мы предполагаем такое равновесие осуществляющимся.

Из сравнительно простых термодинамических расчетов получается, что самая высокая температура – это около 10^{32} градусов. Существенно, что такой вывод действителен не только для того единственного случая, когда все вещество Метагалактики находилось в сверхплотном состоянии, а для любого отдельного сгустка вещества и излучения такой плотности.

Однако надо сделать одну важную оговорку. Хотя законы термодинамики представляются наиболее общими и фундаментальными положениями физики, нельзя быть уверенным, что они, как и другие основные принципы, останутся действительными при таких плотностях и температурах. Установление абсолютного максимума температуры может иметь смысл лишь до того предела, до которого сохраняется само понятие температуры, энтропии и пространственно-временных величин, с которыми оперирует современная физика.

* Природа 1966, №11, с. 108 (популярное изложение статьи 22).

40. СИММЕТРИЯ ВСЕЛЕННОЙ *

Десять миллиардов лет назад плотность вещества во Вселенной в огромное число раз превосходила не только теперешнюю среднюю плотность (10^{-29} г/см³), но и плотность вещества в атомных ядрах (10^{14} г/см³).

Мы не можем объяснить современную картину Вселенной, если у нас нет определенных представлений (или хотя бы гипотез) о начальных условиях ее эволюции. Вот несколько вопросов, однозначный ответ на которые еще не получен:

1. Что было ДО момента максимальной плотности?
2. Какова была степень неоднородности начального, сверхплотного вещества?
3. Содержало ли это вещество в равном количестве частицы и античастицы или оно было в этом отношении несимметричным?
4. Было ли это вещество абсолютно холодным или «бесконечно» горячим?
5. Существовало ли «начальное» магнитное поле?
6. Является ли пространство плоским или «замкнутым», или оно удовлетворяет геометрии Лобачевского?

Определенного ответа, как мы уже сказали, на все эти вопросы дать еще нельзя, но их обсуждение насущно необходимо, оно затрагивает самые животрепещущие проблемы современной астрофизики.

В статье в основном отражены вопросы четвертый, первый и третий, с последним связано ее заглавие. Первая половина статьи содержит изложение более или менее общепринятых научных положений, вторая – дискуссионных положений, основанных на недавно опубликованной гипотезе автора.

1. Расширяющаяся Вселенная

Та картина строения Вселенной, которая сейчас является общепринятой, стала ясна лишь в 20-х годах этого столетия. Наше Солнце принадлежит большому сплюсненному скоплению из 10^{11} звезд, называемому Галактикой. Множество других галактик (с маленькой буквы в отличие от «нашей» Галактики) разбросано на расстояниях порядка 1–5 млн. световых лет друг от друга, образуя кое-где скопления из 10 – 10^3 галактик. Если же говорить о всей совокупности видимых в современные телескопы галактик (сотни миллионов галактик в сфере радиусом около $3 \cdot 10^9$ световых лет), то они более или менее равномерно распределены по небу. Нет ничего подобного «Млечному Пути из галактик»! Отсюда делается

* Будущее науки, М.: Знание, 1967.

вывод, что в масштабах нескольких миллиардов световых лет Вселенная является «однородной». С несколько меньшей достоверностью этот вывод распространяется на еще большие масштабы, на «всю» Вселенную.

Вскоре после создания Эйнштейном общей теории относительности (геометрической теории тяготения) ее гениальный автор и другие ученые попытались применить новые идеи к динамике мира как целого. Это оказалось непростой задачей. Первых успех выпал на долю советского ученого Александра Фридмана.

Фридман впервые рассмотрел нестационарные решения уравнений гравитации Эйнштейна для мира в целом. В этих решениях плотность вещества (подразумевается средняя плотность вещества по таким большим объемам, для которых наличие галактик и их скоплений уже несущественно) рассматривалась как функция времени. Отказаться от ограничения случаев постоянной во времени плотности было непросто по очень глубоким причинам психологического и философского порядка. Еще совсем недавно отдельные философы считали, что теория расширяющейся Вселенной несовместима с материалистическим мировоззрением. Хотя подобные взгляды основаны на печальном недоразумении, самый факт их появления очень ярко характеризует психологические трудности кардинального пересмотра общей картины мира.

XIX век покончил с метафизической тенденцией в истории биологии. На долю XX века выпало обосновать эволюционную точку зрения для мира как целого. Мы не можем не отдать должного научной смелости тех, кто был участником этого решительного поворота в астрофизике и космологии. Одним из них (и первым) был Фридман. Бельгийский теоретик-астрофизик Леметр и американский астроном Хаббл – вот другие действующие лица великой научной драмы.

Фридман скончался в 1925 г., за 4 года до открытия Хабблом явления «разбегания галактик»; незадолго до кончины он имел счастье узнать о признании его работ Эйнштейном, после первого ошибочного отрицательного отзыва (Эйнштейн умел признавать свои ошибки).

В 1927 г. появилась получившая широкую известность работа Леметра, в которой вновь рассматривалась нестационарная (расширяющаяся) Вселенная.

В 1929 г. американские астрономы Хаббл и Хюмасон открыли явление «разбегания галактик», количественно установили пропорциональность между скоростью удаления от нас различных галактик и расстоянием до них.

Скорость разбегания галактик v определяется по смещению спектральных линий к красному концу спектра (то есть по увеличению длины волны λ). Это явление получило название «космологического красного смещения», или «красного смещения». Если время странствования луча в пространстве сравнительно мало и скорость разбегания галактик v не успевает за это время заметно измениться, то разность $\lambda_2 - \lambda_1$ пропорциональна скорости «разбегания» v . Это пример эффекта Доплера для световых волн, широко используемого в астрономии для измерения скоростей удаления или приближения всевозможных объектов (струй газа, звезд и т.п.).

Для случая относительно близких галактик, определив величину v из разности $\lambda_2 - \lambda_1$ и зная величину расстояния до галактики a , Хаббл определил коэффициент пропорциональности между скоростью удаления галактик и расстоянием до них. Этот коэффициент был назван постоянной Хаббла H . Постоянная Хаббла не зависит от направления, то есть мир расширяется с одинаковой скоростью по всем направлениям.

Для очень удаленных галактик «скорость разбегания», выявленная из закона Хаббла, оказывается даже больше скорости света. В этом нет противоречия с теорией относительности, так как для больших расстояний эта скорость не имеет физического смысла относительной скорости движения двух тел.

Открытие Хабблом «красного смещения» подтвердило справедливость предположения Фридмана о нестационарности Вселенной как целого. Численное значение постоянной Хаббла равно: $H = \frac{1}{(12 \pm 2) \text{млрд.лет}}$, то есть мы приходим к выводу, что расширение Вселенной в настоящее время происходит с такой скоростью, что при мысленном продолжении этого процесса в прошлое мы получим чрезвычайно большие плотности вещества 10–14 млрд.лет назад. Фактически скорость расширения вещества раньше была выше, чем в данный момент, и оценка длительности стадии расширения должна быть еще уменьшена (примерно в 1,5 раза, то есть до 7–10 млрд.лет).

В последние годы астрономы открыли множество удивительных объектов, абсолютная светимость которых значительно превосходит светимость галактик. Некоторые из этих объектов являются одновременно мощными излучателями в радиодиапазоне; они получили название «квazarы» (или квазизвездные источники, они же сверхзвезды).

В природе квазаров, в их строении и происхождении еще много загадочного. Глаз радиотелескопа открывает нам сгустки, струи и вихри раскаленного ионизованного газа, бушующего на невообразимом пространстве, в миллионы раз превосходящем размеры солнечной системы. Но мы не знаем, что является источником чудовищной энергии сверхзвезд (гравитационное сжатие или термоядерные реакции), представляют ли они собой гигантские звезды, или погруженные в бурлящий газ звездные скопления, или ядра галактик на какой-то «критической» стадии их развития.

В этом разделе квазары интересуют нас с той точки зрения, что некоторые из них удается наблюдать с рекордно больших расстояний. При этом обнаруживается «красное смещение», гораздо большее, чем для видимых в современные телескопы «обычных» галактик. Для квазара 3С9 длина волны увеличена в три раза. Это значит, что мы наблюдаем свет, испущенный этим квазаром тогда, когда Вселенная была втрое «теснее» и впятеро моложе.

Изучение квазаров подтверждает фридмановскую картину расширения для гораздо больших масштабов, чем наблюдение «обычных» галактик. Еще дальше в глубь времени и пространства продвигают нас последние открытия теплового радиоизлучения межгалактического пространства.

2. Элементарная теория расширяющейся Вселенной

Многие результаты теории Фридмана можно получить без уравнений Эйнштейна, применяя закон сохранения энергии к некоторой мысленно выделенной в однородном пространстве сфере, содержащей большое число галактик («пылинок» или «молекул»). Из соображений симметрии очевидно, что гравитационное воздействие всего вещества, расположенного вне сферы, несущественно. Основная часть полной энергии сферы E складывается из кинетической энергии E_k и потенциальной E_p взаимодействия частей сферы между собой (гравитационная энергия).

Потенциальную энергию считаем равной нулю при бесконечном удалении тел. Тогда при любом конечном размере выделенной сферы потенциальная энергия E_p отрицательна. Сумма потенциальной и кинетической энергии постоянна $E = E_p + E_k = \text{const}$ и может быть отрицательна, равна нулю или положительна (обозначим эти случаи буквами P , \mathcal{E} , L).

Очевидно, что в первом случае невозможно бесконечное расширение выделенной сферы: ведь $E_p \rightarrow 0$ при $a \rightarrow \infty$, а кинетическая энергия не может быть отрицательной. В какой-то момент кинетическая энергия обращается в нуль, потенциальная энергия отрицательна при конечном радиусе сферы a_1 , в дальнейшем происходит сжатие выделенной сферы, а следовательно, и всей Вселенной, вызванное просто взаимным притяжением масс. Таким образом, выявляется невозможность стационарного решения $a_1 = \text{const}$ и необходимость фридмановской нестационарности.

В «граничном случае» \mathcal{E} суммарная энергия равна нулю. Как потенциальная E_p , так и кинетическая энергия $E_k = -E_p$ (а значит и скорость расширения) стремится к нулю при возрастании a , которое продолжается неограниченно.

Случай L ($E = E_p + E_k > 0$) отличается от случая \mathcal{E} лишь тем, что при $a \rightarrow \infty$, по-прежнему $E_p \rightarrow 0$, а E_k стремится к конечному пределу, равному $E > 0$. Заметим, что классификация этих трех случаев вполне аналогична классификации возможных орбит космического корабля, запущенного в космос с некоторой начальной скоростью. Граничный случай \mathcal{E} – запуск со второй космической скоростью, которая является минимальной для преодоления земного притяжения (11 км/с). Если начальная скорость ракеты меньше второй космической, то на некоторой конечной высоте ракета полностью теряет свою скорость и затем падает на землю (случай P). Если начальная скорость ракеты больше 11 км/с, то ракета уходит в космос, и скорость ее стремится при этом к некоторому предельному, отличному от нуля значению (случай L).

В настоящее время неизвестно, какой из трех случаев P , \mathcal{E} и L соответствует действительности. Оценки средней плотности и скорости расширения Вселенной свидетельствуют в пользу случая L , но эти оценки учитывают лишь массу галактик. С учетом же «невидимого» межгалактического вещества вполне возможны случаи \mathcal{E} и P . Оценки, основанные на изучении отклонений от закона Хаббла на больших расстояниях, скорее свидетельствуют в пользу P , но они содержат большие неопределенности.

Возможно, что описанная картина динамики расширения Вселенной нуждается в существенном уточнении. Изучение красного смещения линий поглощения в спектрах квазаров (почти точное совпадение величинны красного смещения для 5-7 квазаров из 15 далеких квазаров), по мнению американских ученых Петрос-на, Солпитера и Шекереса и советских ученых Кардашева и Шкловского, быть может, свидетельствует о наличии в прошлом длительной фазы почти постоянной плотности. Такое изменение динамики расширения может быть объяснено, если возродить идею Эйнштейна, который в 1919 г., желая примирить свою теорию гравитации с предпологавшейся стационарностью Вселенной, предположил наличие у вакуума некоторых гравитационных свойств.

3. «Горячая» модель Вселенной

Для ряда насущных проблем космологии очень важен вопрос о «начальной» температуре сверхплотного состояния. Из «огненной» или «ледяной» купели вышло все, что нас окружает? Последние выдающиеся открытия в астрофизике свидетельствуют в пользу первой гипотезы – в пользу «горячей модели» расширяющейся Вселенной.

В 1965 г. американские ученые Белл Пензиас и Вилсон, занимающиеся проверкой установок слежения за спутниками, обнаружили на длине волны 7,3 см радиолетом непонятной природы. Американские ученые Дикс, Пиблс, Роли и Вилкинсон исключили земное и галактическое происхождение этого шума и приписали его изучению межгалактического пространства. По своей интенсивности открытые Пензиасом и Вилсоном радиолетом соответствуют тепловому излучению «черного» тела с температурой 3 К.

Как известно, тепловое излучение есть смесь излучений всевозможных длин волн, или, как говорят, фотонов всевозможных энергий, причем с ростом температуры возрастает и общее число фотонов в единице объема, и энергия фотонов. Энергия фотона обратно пропорциональна длине волны электромагнитного излучения. Поэтому, если при температуре 6000°С (фотосфера Солнца) максимум спектра лежит в видимой области $\lambda = 5 \cdot 10^{-6}$ см, то при температуре 3 К он приходится на длину волны $\lambda = 0,1$ см. Эта основная при такой температуре длина волны гораздо меньше той длины $\lambda = 7,3$ см, на которой были произведены измерения Пензиаса и Вилсона. Поэтому для установления теплового характера обнаруженного излучения очень важным было проведенное в последующие месяцы изучение спектра межгалактического радиоионизуения при меньших длинах волн. Здесь надо отметить работы Вилкинсона и Ролиа ($\lambda = 3$ см), а также ряд работ (Филл и Хичкок, Клаузер и Теллис), в которых изучался спектр поглощения в оптическом диапазоне радикала пиана в космическом пространстве. Полученный спектр свидетельствовал о наличии радиоионизуения с длиной волны $\lambda = 0,263$ см, соответствующего температуре 3 К. Любопытно, что еще в 1940 г. австралийский астрофизик Мак-Келлар по измерениям, относящимся к CN, оценил температуру космического радиоионизуения в 2 К, но эта работа не была известна большинству астрофизиков.

Тепловое радиоизлучение с одинаковой интенсивностью приходит к нам со всех сторон (это, по-видимому, является самой точной проверкой гипотезы о пространственной однородности Вселенной, лежащей в основе теории Фридмана).

Тепловое радиоизлучение межгалактического пространства естественной всего объясняется в «горячей» модели расширяющейся Вселенной, предложенной Гамовым в 1946 г. в связи с проблемой происхождения элементов. Ряд ученых (необходимо, в частности, упомянуть советских ученых Новикова и Дорошкевича), подробно анализировали различные следствия гипотезы Гамова, в том числе касающиеся теплового радиоизлучения.

В горячей модели расширяющейся Вселенной предполагается, что начальная температура Вселенной была невероятно велика (при ядерной плотности температура T составляла около 10^{15} градусов, а в «начальный» момент плотность фотонов, связанная с температурой, была формально бесконечной). При расширении Вселенной общее число фотонов остается практически неизменным, но число фотонов в единице объема уменьшается, а также по закону красного смещения уменьшается энергия фотонов, обратно пропорциональная длине волны. В результате температура падает. На сегодняшней стадии расширения температура теплового излучения оказалась равной 3 К. Еще через 10 млрд. лет она упадет до 2 К, а через 10^{13} лет – до 0,03 К (принимая закон расширения, как в случае Э).

Картина выглядит так. При гигантских начальных плотностях и сверхвысоких температурах в начальный момент возникают всевозможные частицы и античастицы. Их количество настолько велико, что моментально устанавливается тепловое равновесие между всеми сортами частиц – происходят обратимые реакции превращения частиц типа

$$2\gamma \rightleftharpoons \pi,$$

$$\pi^+ + \pi^- \rightleftharpoons p + \bar{p},$$

$$2\gamma \rightleftharpoons e^+ + e^- \rightleftharpoons \nu + \bar{\nu},$$

$$2\gamma \rightleftharpoons \mu^+ + \mu^- \rightleftharpoons \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$$

и так далее.

Здесь γ – гамма-фотон, π^+ , π^- , μ^+ , μ^- – заряженные пи- и мю-мезоны; p и \bar{p} – протон и антипротон; e^+ и e^- – позитрон и электрон (остальные обозначения – дальше).

При расширении температура и плотность начинают падать. В какой-то момент при некоторой температуре и плотности равновесие нарушается и начинают исчезать «тяжелые» частицы – происходит аннигиляция. Если взаимодействие между частицами не мало – для тяжелых частиц это именно так, – аннигиляция происходит практически сразу (на самом деле определенное их количество остается). «Выжить» частицы могут только в двух случаях – либо обладая нулевой

массой покоя (то есть двигаясь со скоростью света), либо имея очень малую вероятность аннигиляции (то есть обладая очень слабым взаимодействием).

Современная физика знает четыре вида таких частиц. Это фотоны (кванты электромагнитного поля), гравитоны (кванты гравитационного поля), нейтрино и антинейтрино, образующиеся при бета-распаде ядер (ν и $\bar{\nu}$), нейтрино и антинейтрино, образующиеся при распаде мезонов (так называемые мю-нейтрино ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$).

При некоторой критической плотности вероятность обратимых реакций становится настолько малой, что число нейтринных пар «фиксируется», становится постоянным. Поэтому даже некоторое отличие от нуля массы нейтрино, которое не могут исключить имеющиеся эксперименты, не препятствует сохранению нейтринных пар. Советские ученые Герштейн и Зельдович оценили верхний предел массы нейтрино из требования, чтобы гравитационное действие суммарной массы «остановившихся» в результате красного смещения реликтовых нейтрино не приводило к противоречиям с наблюдаемой динамикой расширения Вселенной. Если принять динамику случая Э и 95% массы Вселенной приписать реликтовым мю-нейтрино (в согласии с изложенной ниже гипотезой автора, допускающей для мю-нейтрино сильное взаимодействие с кварками, о которых также говорится далее), масса мю-нейтрино оказывается составляющей около одной десятитысячной массы электрона. Поэтому роль мю-нейтрино во многих космических явлениях должна быть очень существенной.

Итак, приняв горячую модель с бесконечной плотностью в начальный момент, мы обязаны предполагать, что в настоящее время пространство наряду с фотонами наполнено гравитонами и нейтринными парами двух сортов – около 500 фотонов в кубическом сантиметре, около 75 нейтрино и столько же антинейтрино, около 125 мю-нейтрино и столько же мю-антинейтрино (эти оценки сделаны академиком Яковом Зельдовичем, здесь они приводятся с некоторыми изменениями). Задача экспериментального обнаружения приходящих из космоса нейтрино и гравитонов (в том числе «остаточных», или как теперь говорят, «реликтовых», с энергией, соответствующей температуре в несколько градусов) очень важна и очень трудна.

Одним из характерных выводов горячей модели является образование на ранних дозвездных стадиях расширения Вселенной большого количества гелия в результате термоядерных реакций (до 33% по массе, согласно расчетам, проведенным в США Туркевичем и Ферми). Любопытно, что эти расчеты не были опубликованы, так как использовали сведения о термоядерных реакциях с участием трития, считавшиеся в то время (50-е годы) секретными (в последующие годы эти расчеты были воспроизведены Смирновым в СССР¹ и Пиблсом в США). Сейчас, правда, есть весьма определенные сведения о том, что содержание гелия в некоторых старых звездах гораздо меньше 33% – в ряде изученных случаев эта цифра близка к 2%. Утверждать, что эти данные опровергают горячую модель, было бы преждевременным. Делаются различные попытки объяснить это обстоятельство в рамках горячей модели. Так, например, рассматривается гипотеза

¹ Ю.Н. Смирнов, *Астрономический журнал* 41, 1084 (1964). – *Прим. ред.*

о разрушении гелия в ходе эволюции магнитных звезд. Возможно также, что вследствие существования начального магнитного поля Вселенная расширялась в начальной стадии несимметрично. В этом случае могут быть совершенно другие выводы о содержании гелия. Делаются и другие попытки объяснить столь низкое содержание гелия, сохраняя горячую модель.

Если окажется справедливой гипотеза американского и израильского ученых Гелл-Манна и Цвейга о существовании так называемых кварков – тяжелых стабильных частиц с зарядом $\pm 2/3$ заряда электрона, то по горячей модели число свободных кварков во Вселенной должно быть достаточно велико (скажем, даже превосходить количество золота во Вселенной). Сейчас в ряде стран (Италия, США, СССР) идут усиленные поиски подобных частиц. Правда, очень многие физики считают, что кварки с дробными зарядами как реальные частицы не существуют.

4. Симметрия и законы сохранения

Современная физика обосновала ряд «законов сохранения» числа частиц, относящихся к барионам (собирательное название для протонов, нейтронов и их «возбужденных» состояний), лептонам (электроны, позитроны и нейтрино от β -распада) и к мю-лептонам (мю-мезоны и мю-нейтрино). При всех превращениях элементарных частиц сохраняется сумма барионов минус сумма антибарионов – так называемый барионный заряд n_σ . Аналогично определяется лептонный заряд n_λ и мю-лептонный заряд n_μ . Все эти «заряды» по своей «арифметической» природе аналогичны электрическому заряду n_e (сумма положительно заряженных частиц минус сумма отрицательно заряженных частиц).

Вселенная в целом безусловно нейтральна в отношении электрического заряда. А как в отношении барионного и лептонных? Если барионный заряд Вселенной равен нулю, то это означает, что половина галактик состоит из антивещества – антипротонов, антинейтронов и позитронов. В настоящее время нет никаких наблюдательных данных, которые подтверждали бы или опровергали эту точку зрения. Антивещество вполне тождественно веществу и по своим гравитационным свойствам (его энергия положительна!), и по характеру электромагнитного излучения. Вопрос может решить лишь изучение нейтрино, излучающихся в результате внутризвездных термоядерных реакций или ... непосредственный контакт (аннигиляция 0,3 г антивещества с 0,3 г вещества дает эффект взрыва атомной бомбы)².

В горячей модели существующее сейчас общее число «тяжелых» частиц – барионов в 10^8 раз меньше числа фотонов. При сверхвысоких температурах в начальный момент, как мы уже говорили, все сорта частиц были представлены в равном количестве. Может быть, существовали какие-то процессы пространственного

²Приняв радиосигналы от разумных обитателей других галактик, мы сможем узнать знак ее барионного заряда, если наши корреспонденты догадаются сообщить сведения о тех реакциях распада элементарных частиц, которые различны для частицы и античастицы (например, кривая распада K_0 -мезона $K_0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ отличается от кривой распада античастицы K_0). Это различие есть проявление открытого в 1964 году нарушения CP -инвариантности, о чем подробно см. ниже.

разделения вещества от антивещества, в результате которых одна стомиллионная доля всех тяжелых частиц избежала аннигиляции при падении температуры? Шведские ученые Альфвен и Клейн предполагают, что такие процессы разделения возможны при наличии очень мощных гравитационных и магнитных полей на начальной стадии развития Вселенной. По их мнению, частицы и античастицы разделяются, двигаясь без столкновения, в неоднородных магнитных и гравитационных полях. Эта гипотеза с трудом увязывается с гигантскими плотностями веществ, предполагаемыми в прошлом по теории расширяющейся Вселенной, и представляется нам маловероятной. Действительно, движение без столкновений возможно только при достаточной разреженности вещества.

По нашему мнению, нет оснований предполагать существование антигалактик или других макроскопических масс, состоящих из антивещества, то есть мы считаем, что n_σ не равно нулю. Объяснение же такой «барионной асимметрии» следует искать на путях более глубокого анализа внутренних свойств симметрии элементарных частиц и законов сохранения.

Отправной точкой рассуждения автора явилась уже упомянутая гипотеза кварков и предполагаемое физиками нарушение некоторых свойств симметрии при превращениях элементарных частиц.

Согласно Гелл-Манну и Цвейгу, барионы состоят из трех кварков, а антибарионы – из трех антикварков. Автор данной статьи приписывает кваркам, мю-плюс-мезону μ^+ и мю-antineйтрино ($\bar{\nu}_\mu$) введенный им «комбинированный» барионно-мюонный заряд $n_k = +1$, а антикваркам, мю-минус-мезону μ^- и мю-нейтрино ν_μ – заряд $n_k = -1$. При этом предполагается, что строго сохраняющейся величиной является лишь n_k , а не n_σ и n_μ порознь, то есть кварки могут превращаться в антимюоны (μ^+ и $\bar{\nu}_\mu$) или, что то же самое, один барион – в три антимюона. Пусть, например, кварк q превратился в мю-antineйтрино $q \rightarrow \bar{\nu}_\mu$. Комбинированный заряд в этой реакции сохраняется – справа и слева стоит единица. Барионный же заряд равен для кварка (слева) $1/3$, а для мю-antineйтрино (справа) нулю. Легко проверить, что также не сохраняется мю-лептонный (мюонный) заряд.

В соответствии с гипотезой о связи законов сохранения с силовыми полями (см. следующий раздел), Вселенная нейтральна по барионному заряду. Существование небольшого избытка вещества над антивеществом просто результат несимметричного распределения этого заряда между барионами (кварками) и мю-лептонами. В первичной горячей «каше» частицы и античастицы образуются из нейтрального вещества M (фотоны, нейтральные пары и т.п.) в обратимых реакциях:



Здесь $3q$ – три кварка, образующие впоследствии протон, $3\bar{q}$ – три антикварка, образующие антипротон. Мы предполагаем, что выход этих реакций смещен вправо, в пользу вещества. При расширении Вселенной происходит аннигиляция пар барионов-антибарионов, оставляющих малый избыток барионов. Несимме-

трия в барионах приводит к подобной же несимметрии в лептонах, конечно, с сохранением полного лептонного заряда.

Итак, полный средний комбинированный заряд n_k , лептонный заряд n_l и электрический заряд n_e каждый равны нулю, но распределение этих зарядов по «типам» частиц различно для частиц и античастиц. В одном кубическом сантиметре Вселенной имеется в среднем (числа условные): барионов — 10^{-5} (из них протонов 80%), антибарионов — 0, мю-нейтрино — $125 + 3 \cdot 10^{-5}$, мю-antineйтрино — 125, электронов — $0,8 \cdot 10^{-5}$, позитронов — 0, нейтрино — 75, антинейтрино — $75 + 0,8 \cdot 10^{-5}$, фотонов — 500, мю-мезонов μ^+ и μ^- — 0. Таким образом, положительный электрический заряд сосредоточен в протонах, а равный ему по абсолютной величине отрицательный — в электронах ($n_e = 0$, как и должно быть); положительный комбинированный заряд сосредоточен в барионах, а равный ему отрицательный — в избытке мю-antineйтрино ($n_k = 0$), положительный лептонный заряд — в электронах, отрицательный — в избытке антинейтрино ($n_l = 0$)³.

Нарушение симметрии распределения зарядов между частицами и античастицами, по нашей гипотезе, является гигантским проявлением открытого в 1956–1964 гг. нарушения некоторых типов симметрии при превращениях элементарных частиц. Теория элементарных частиц до 1956 г. знала три рода симметрии: 1) *P*-симметрия, выражающая тождественность процессов, наблюдаемых в природе и в зеркале; 2) *C*-симметрия, выражающая тождественность процессов, происходящих с частицами и античастицами, и 3) *T*-симметрия, выражающая возможность обращения механических процессов (то есть, если возможен процесс $\vec{A} \rightarrow \vec{B}$, то с такой же вероятностью может происходить процесс $\vec{B} \rightarrow \vec{A}$ — такое обращение часто называют обращением времени; стрелки показывают, что направление движения каждой частицы — ее скорость и импульс — изменено на обратное). Теоретические открытия Ли, Янга, Ландау и других теоретиков (1956 г.), подтвержденные рядом блестящих экспериментальных работ, показали, что в некоторых процессах (например, при β -распаде), не соблюдается *P*- и *C*-симметрии по отдельности: соблюдается так называемая *PC*-симметрия, то есть процесс, наблюдаемый в зеркале, может происходить только с античастицами (но не с частицами).

Так, в опыте Гарвина, Ледермана и Вайнриха остановившийся μ^+ -мезон, распадаясь на позитроны, испускает их преимущественно в одном направлении в соответствии с направлением своего «внутреннего» вращения. Но при зеркальном отражении (физики обычно имеют в виду отражение в трех взаимно перпендикулярных зеркалах) направление вращения остается неизменным, а направление испускания позитронов меняет свой знак на обратный, то есть становится таким же, как направление испускания электронов при распаде μ^- -мезона с тем же на-

³По иронии судьбы, в настоящее время мы лучше знаем количество нейтрино и мю-нейтрино, основываясь на только что открытом тепловом излучении, чем количество «обыкновенных» протонов и нейтронов. Если основная масса Вселенной заключена в мю-нейтрино, то общее число барионов в десятки раз меньше.

правлением внутреннего вращения. Аналогичная ситуация обнаружена и в опыте американской исследовательницы Ву по распаду ядер кобальта, поляризованных в магнитном поле.

Эти открытия не поколебали T -симметрию. Удар ей нанесло удивительное открытие американских физиков Кристенсона, Кронина, Фитча и Терли, которые наблюдали распад долгоживущего нейтрального K_2 -мезона на два π -мезона (1964 г.). Вероятность этого процесса очень мала, в 250 тыс. раз меньше, чем вероятность аналогичного процесса для короткоживущего K_1 -мезона, и его долго не удавалось наблюдать. Почему же из этого малозаметного эффекта следуют такие важные следствия?

Как известно, в оптике интенсивность света определяется квадратом амплитуды световой волны, причем в ряде интерференционных эффектов имеет место сложение именно амплитуд, а не их квадратов. Квантовая механика распространила принцип интерференции на механические явления. Ярким примером принципа интерференции явилась созданная Гелл-Манном и Пайсом теория нейтральных K -мезонов. Наблюдаемые состояния K -мезонов рассматриваются как интерференция K_0 -мезона и его античастиц. Если справедлива T -симметрия, то фазы этой интерференции могут или совпадать, или быть противоположными. Наглядный пример – два велосипедиста на круговом треке двигаются с равной скоростью, ни один из них не обгоняет другого, имеется T -симметрия, если они находятся в одной точке трека или в противоположных.

Интерференция распространяется, по Гелл-Манну и Пайсу, на все типы распада K -мезонов. Если в одном из типов K -мезонов (K_2 -мезон) фазы этой интерференции точно совпадают, а в другом (K_1 -мезон) точно противоположны, то в первом случае оказывается полностью запрещенным распад на два π -мезона, во втором случае этот распад полностью разрешен (вычитание и сложение амплитуд).

Найденный на опыте распад K_2 -мезона на два π -мезона показал, что точного вычитания амплитуд не происходит, то есть фазы точно не совпадают. Это означает, что состояния частицы и античастицы как бы сдвинуты относительно друг друга во времени, то есть происходит нарушение T -симметрии и C -симметрии, сохраняется лишь комбинированная TC -симметрия. Один из двух велосипедистов обгоняет другого. Если мы изменим направление движения, то относительное расположение велосипедистов сохранится только в том случае, если их одновременно поменять местами (TC -симметрия). Объединяя этот факт с нарушением C - и P -симметрии, физики считают, что универсальная симметрия, относящаяся ко всем физическим процессам, есть «сверхкомбинированная» CTP -симметрия.

Теория расширяющейся Вселенной дает естественную реализацию этой сверхкомбинированной симметрии – мы можем предположить, что состояние Вселенной до момента бесконечной плотности точно копирует состояние после этого момента с заменой частиц на античастицы и с заменой всех пространственных конфигураций частиц на зеркально отраженные в «начале» координат. Такая кар-

тина дает непротиворечивый ответ на первый вопрос нашей статьи – о состоянии Вселенной до момента максимальной плотности. Состояние при $t = 0$ следует предполагать нейтральным. Это и есть наша основная гипотеза о космологической *СТР*-симметрии Вселенной.

Обозначим буквой M гипотетические нейтральные частицы (введенные в рассмотрение советским ученым М.А. Марковым), обладающие массой порядка «гравитационной единицы массы» $m_0 = 2 \cdot 10^{-5}$ г. Марков назвал такие частицы «максимоны». Античастицы, существовавшие до момента бесконечной плотности, при сжатии Вселенной сливаются в нейтральные максимоны (например, антипротон сливается с тремя мюонами $\bar{p} + \mu^+ + \bar{\nu}_\mu + \bar{\nu}_\mu \rightarrow M$), а после момента максимальной плотности максимоны распадаются на протоны и антимюоны ($M \rightarrow p + \bar{\mu} + \nu_\mu + \nu_\mu$).

Сказать по правде, трудно себе представить, что происходит в момент бесконечной плотности. Следуя английскому ученому Милну, будем считать, что в этот момент максимоны каким-то образом проходят друг через друга, не взаимодействуя (подобно марсианину и землянину в рассказе Рэя Бредбери).

Милн не считал, что рассматриваемое им отражение меняет частицы на античастицы, но после экспериментов, показавших отсутствие сохранения симметрии при простом отражении, такая замена (*C*-отражение) обязательна. Пространственное расположение частиц испытывает зеркальное отражение – *P*-отражение. В «отраженном» мире при $t > 0$ все процессы идут в «обратном порядке», по сравнению с $t < 0$ – это *T*-отражение. В целом получается сверхкомбинированное *СТР*-отражение. Подразумевается, что это обращение течения физических процессов носит точный абсолютный характер и распространяется на все процессы: распаду частиц соответствует обратный процесс слияния или синтеза, тепло переходит от более холодного тела к более горячему, старики становятся моложе и т.д. Но обитатели «отраженного» мира (состоящие, к слову сказать, из антивещества и имеющие сердце с правой стороны) принципиально не могут заметить всех этих беспорядков. Фактически, ОНИ – это МЫ (или МЫ – это ОНИ), так как с точностью до условного определения знака времени, условного отличия правого от левого и условного отличия вещества от антивещества отраженный мир не отличается от нашего.

«Удвоение» физической реальности, которое при этом имеет место, должно пугать нас не больше, чем «удвоение» числа людей в комнате, когда в нее вносится зеркало.

Как же возникает различное распределение частиц и античастиц по сортам при расширении мира? Точного конкретного ответа на этот вопрос автор не может указать, но он считает, что дело в нарушении *T*-симметрии и *CP*-симметрии (просто комбинированной, а не сверхкомбинированной) при превращениях частиц большой массы. По существующим представлениям, нарушение *T*- и *CP*-симметрии в распадах и реакциях элементарных частиц приводит к различным вероятностям образования частиц и античастиц при нейтральности исходного материала. Но одно это еще не привело бы к несимметрии в числе барионов и

антибарионов, если не ввести в виде мюонов другого «хранилища» барионного заряда (в нашей терминологии – комбинированного заряда) и тем самым ввести возможность нарушения закона сохранения барионного заряда.

Таким образом, наша гипотеза заключается в следующем. Предположено, что все явления и тела до момента максимальной плотности являются точной зеркальной копией явлений и тел после этого момента, с заменой частиц на античастицы и с заменой направления течения процессов («*CPT*-симметрия Вселенной»). При этом в момент максимальной плотности все частицы точно нейтральны и возникновение барионной асимметрии связано с тем, что процессы распада частиц и античастиц несколько различны («нарушение *CP*-инвариантности») и, кроме того, барионный заряд, по гипотезе автора, не есть точно сохраняющаяся величина (один барион может превращаться в три мюона).

Мы назвали эту статью «Симметрия Вселенной» из-за естественной слабости автора к своей гипотезе. Но даже если конкретно данная гипотеза и не верна, то заглавие должно привлечь внимание читателя к важности раскрытия явных и тайных законов симметрии окружающего нас мира.

5. Законы сохранения и законы взаимодействий

Ряд ученых (в частности, уже упомянутые Ли и Янг) обращает внимание на то, что аналогия между четырьмя законами сохранения (*B*, *L*, μ , и \mathcal{E}) может быть не только формально арифметической. Сохранение электрического заряда – это не только «арифметический» факт. Электрический заряд проявляется своим полем, и это поле обладает свойством «неуничтожаемости» силовых линий. Создается впечатление, что две формы закона сохранения – «арифметическая» и «силовая» – тесно связаны между собой. Но тогда и барионный, и лептонный, и мюонный заряды тоже должны проявляться какими-то пока неизвестными полями, спадающими при удалении от заряда по закону Кулона. Эти поля могут быть очень слабыми, но если верна описанная точка зрения, они обязательно существуют⁴. Подчеркнем, что такое взаимодействие возможно лишь для заряда, средняя плотность которого во Вселенной равна нулю (то есть подобного в этом отношении электрическому заряду).

Нельзя представить себе, что одновременно:

а) существует *B*-взаимодействие между двумя *B*-заряженными телами, аналогичное кулоновскому, и

б) Вселенная в целом (в среднем) обладает барионным зарядом.

Ведь из б) следует, что отличен от нуля заряд во всякой достаточной большой выделенной сфере. На поверхности сферы возникнут силы, действующие на «пробные» *B*-заряды и направленные по радиусу. Но ведь все направления в пространстве должны быть равноправны. Здесь явное противоречие, так что

⁴Одна из форм этой гипотезы – принять, что барионный, лептонный и мюонный заряды являются «малыми», электрическими зарядами, то есть электрический заряд всякой частицы, всякого тела равен $|\sigma|n_b + \alpha n_l + \beta n_\mu + \gamma n_e$, где α , β , γ – много меньше заряда электрона.

если B -силы будут обнаружены, то это, по-видимому, будет свидетельствовать о нейтральности Вселенной по B -заряду, или по «комбинированному» заряду, введенному автором. Аналогичное верно для лептонного заряда и L -сил.

Как бы то ни было, очевидна желательность изучения слабых негравитационных взаимодействий для электрически нейтральных тел различного химического состава. Четыреста лет назад Галилей, поднявшись на верхнюю площадку Падающей башни в Пизе, впервые проверил на опыте равенство времени свободного падения для тел различного химического состава. Эта «эквивалентность» инертной и гравитационной масс, уточненная в опытах с маятником Ньютона, в опытах венгерского ученого Этвеша, а в наше время в опытах американского ученого Дике с сотрудниками, лежит в основе «геометрической», или, верней, «кинематической» трактовки тяготения в теории Эйнштейна. Но смысл всех этих опытов (и их желательных уточнений) выходит за пределы теории гравитации.

Мы будем по определению силу, пропорциональную инертной массе, называть силой тяготения, а всякое отклонение от пропорциональности относить к негравитационным силам. Если мы исключим электрические взаимодействия, то остаточные негравитационные взаимодействия, если они существуют, безусловно очень малы. Из опытов Этвеша следовало, что эти взаимодействия меньше гравитационных, по крайней мере, в 10^{-8} раз, а электрических – в 10^{-44} раз. Опыт Дике отодвинул грань возможного существования негравитационных неэлектрических взаимодействий еще на три порядка (до 10^{-47} от электрических). Электрические взаимодействия, обусловленные лептонным и барионным зарядом, проверялись в опытах по отклонению молекулярных и нейтронных пучков в однородном электрическом поле. Американский ученый Цорн с сотрудниками нашел, что $|\alpha| < 10^{-14}|e|$. Советский ученый В.Б. Брагинский с сотрудниками, занимаясь поисками кварков, определял «дробную» часть электрического заряда пылинок графита, «подвешенных» в неоднородном магнитном поле. Из его опытов следует, что $|12\alpha + 6\beta| < 10^{-15}|e|$. Можно ли отодвинуть эти границы еще дальше (а если повезет, открыть новые типы взаимодействий)?

Недавно в беседе с автором В.Б. Адамский и Я.Б. Зельдович высказали интересную мысль. Представим себе тела, «плавающие» в невесомости внутри оболочки искусственного спутника Земли (защищенные таким образом от «ветра» космического газа, «омывающего» спутник со скоростью 8 км/с). Пусть эти тела (например, две концентрические оболочки из меди и бериллия) не контактируют между собой и с оболочкой спутника, находятся в высоком вакууме и защищены от электрических и магнитных полей. Если в некоторый начальный момент относительная скорость двух оболочек очень мала (скажем, меньше 10^{-5} см/с), то по смещению оболочек относительно друг друга, которое можно измерить на расстоянии с Земли с помощью телеметрической интерференционной установки, мы будем судить о наличии малых отклонений от пропорциональности масс оболочек и сил взаимодействия с веществом земного шара. При преодолении некоторых технических трудностей (получение малой начальной относительной скорости оболочек при их «расцеплении» после вывода спутника на орбиту и др.)

точность этого метода может быть в 10^2 и более раз выше, чем в опыте Дике. Опыт в такой постановке более чувствителен для обнаружения лептонных сил, чем сил, происходящих из барионного или комбинированного заряда, так как число барионов почти точно пропорционально гравитационной (тяготеей или инертной) массе. Очень большой интерес представляет также уточнение оценки для электрических взаимодействий, обусловленных зарядами α_B , β_{nl} , γ_{nc} (опыты типа опыта Цорна и опыта Брагинского; последний, вероятно, тоже лучше всего производить на спутниках). А самое главное – хороший опыт часто открывает в природе нечто такое, о чем и не мыслилось при его постановке.

В этой статье больше вопросов, чем ответов на них. Быстрое накопление наблюдательных данных дает основание надеяться, что получение ответа хотя бы на некоторые из этих исключительно важных вопросов не за горами.

41. НАУКА БУДУЩЕГО

(ПРОГНОЗ ПЕРСПЕКТИВ РАЗВИТИЯ НАУКИ) *

Автор должен отметить, что ряд идей и оценок, в особенности в главе I, является плодом коллективной работы, в которой, в частности, принимали участие Трутнев Ю.А., Бабаев Ю.Н., Рабинович Е.М., Зельдович Я.Б., Адамский В.Б., Павловский А.И., Людаев Р.З., Феоктистов Л.П. и автор.

Из не затронутых в I–V основных проблем фундаментальной и прикладной науки ближайшего будущего упомянем важнейшие:

- 1) синтетическая пища (аминокислоты) 1975–1980 годы;
- 2) управление живой природой (биохимическое управление ростом, обменом веществ, наследственностью, старением, восстановительная хирургия, контроль над психическими процессами – биохимические и биофизические методы) – 1980–2000 годы.

Глава I отличается по своему стилю и содержанию от остальных. Она посвящена более важному вопросу, имеющему относительно узкое значение. Оправдание свое автор видит в том, что в этих вопросах он в большей мере является специалистом.

I. Использование ядерных взрывов в научных и технических целях

а. Ускорители элементарных частиц высокой энергии (до $(1 - 3) \cdot 10^{12}$ эВ) с высокой интенсивностью в импульсе (до 10^{18} частиц) могут быть разработаны в срок 10–15 лет при условии затрат на разработку около 100–200 млн.рублей и при стоимости одного опыта около 20 млн.рублей.

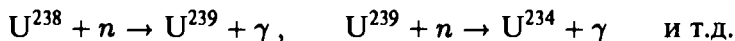
* Ежегодник *Будущее науки*, Москва, 1966, с.42–51. Издание ГКНТ с грифом «для служебного пользования». На шмуцтителе напечатано: «Вариант для предварительного обсуждения». Всего размножено 120 пронумерованных экземпляров с датой 28.06.1966. Экземпляр А.Д. Сахарова имеет №118. На нем имеются многочисленные карандашные правки, учтенные в настоящем издании.

В этих опытах подземные термоядерные взрывы с мощностью до 5 мегатонн производятся в подземных камерах, расположенных на расстоянии до 2-х километров от поверхности (без выброса радиоактивных продуктов). Не исключено, что более мощные взрывы (до 1000 мегатонн и более) более дешево и безопасно производить в далеком космосе (2000 год – с получением энергии до 10^{14} эВ).

Использование термоядерных взрывов даст возможность получить магнитные поля напряженностью в сотни миллионов эрстед (при скоростях обжата в сотни километров в секунду) в объемах порядка 1 м^3 и использовать их для индукционного ускорения элементарных частиц (вероятно – в двухступенчатой схеме – первая стадия: обычный кольцевой индукционный ускоритель; вторая стадия – обжатие магнитного поля ускорителя в цилиндрической геометрии с одновременным пропорциональным сжатием орбит). Обсуждаются и совсем другие схемы ускорителей (плазменные пушки, линейные индукционные ускорители и т.п.). Хотя в каждой из обсуждаемых схем имеются свои трудности, представляется несомненным, что такой мощный и концентрированный источник энергии, как термоядерный взрыв, найдет свое применение в физике высоких энергий.

б. Получение трансурановых элементов с рекордным массовым числом возможно уже в ближайшие годы с использованием специально сконструированных термоядерных зарядов, обеспечивающих облучение «стартового» вещества (урана, америция и т.п.) нейтронным потоком с очень большим интегралом плотности нейтронного потока по времени.

В центре термоядерного заряда нейтронный поток за 10^{-7} долю секунды вызовет в веществе, сжатом при взрыве в тысячи раз, последовательный ряд реакций



По окончании взрыва ядра с нейтронным избытком испытывают цепь β -превращений, увеличивая свой заряд.

В 1954 году в продуктах взрыва термоядерного заряда, испытанного в Бикини, были открыты элементы эйнштейний и фермий.

В специально сконструированных зарядах можно получить существенно более тяжелые элементы.

в. Одним из способов промышленного использования термоядерных реакций может явиться термоядерный взрыв в сохраняющейся камере, он возможен при определенном соотношении массы стенок камеры и энергии взрыва (примерно 1 млн. тонн стали на 10 килотонн энергии взрыва). С использованием термоядерных зарядов малой мощности и малой стоимости на единицу мощности такие камерные взрывы могут оказаться очень важными для «большой» энергетики, для целей плутониевого и тритиевого бридинга (в этом случае экономические преимущества более вероятны, чем в случае энергетики), для промышленного производства заплутониевых элементов.

Не исключена также экономическая целесообразность применения камерных взрывов для высокотемпературной химии (связанный азот, ацетилен, металлургия и т.п.) (решение технических проблем в 1970–1980 годах).

г. Подземные взрывы могут быть использованы для создания искусственных геотермических очагов в удобных районах; для повышения нефтеотдачи нефтяных месторождений; для получения плавленого камня (1970–1980 годы). Особый интерес представляет возможность создания искусственных месторождений алмазов и других сверхтвердых веществ (1970–1980 годы).

Увеличение длительности фазы высокого давления (при увеличении мощности взрыва) даст возможность создать сравнительно крупные алмазы (а не только пыль).

д. Рудные разработки, строительство каналов, плотин, водохранилищ – наиболее очевидное и массовое применение «чистых» ядерных взрывов уже в ближайшие годы. Относительная дешевизна термоядерных зарядов и малый объем зарядной камеры делают использование «термоядерной взрывчатки» очень выгодным экономически. По-видимому, страны, не получающие прямой выгоды от промышленных взрывов, сопровождающихся всемирным тритиевым загрязнением атмосферы, вправе требовать экономической компенсации, достаточной для возмещения демографического ущерба. Важная проблема – уменьшение выделения трития на единицу мощности, так как каждый килограмм трития, выпущенный в атмосферу, уносит тысячи человеческих жизней.

е. Ракета, приводимая в движение ядерными и термоядерными взрывами («взрыволет», соответствует американскому проекту «Орион»). Отличительная особенность взрыволета – наличие прочной взрывной камеры с соплом или «платформы», которая принимает на себя импульс продуктов взрыва и подмешанного к ним «рабочего тела» с малым молекулярным весом, а также наличие устройства, демпфирующего удары. Массы этих вспомогательных устройств зависят от мощности взрывов, поэтому выгодно максимально «дробить» процесс ускорения, приближая его к непрерывному.

Взрыволет экономически и технически целесообразен (массы камеры и демпфера не очень велики) при изменении скорости от одного взрыва на величину порядка 1 м/с и менее. По-видимому, это обстоятельство исключает применение этого принципа для старта с поверхности Земли (десятки взрывов в секунду), а также в машинах, меньших по весу, чем несколько тысяч тонн (после вывода на орбиту). Впрочем прогресс в экономичных зарядах малой мощности и прочных веществах для взрывной камеры может изменить эти оценки¹. Для крупных грузовых перевозок между спутниками далеких планет, а также для выхода за орбиту Плутона, что может иметь значение для установления связи с внеземными цивилизациями, взрыволет может быть полезен уже при теперешнем уровне техники.

Наряду со взрыволетом, большое значение может иметь управление движением астероидов, в особенности превращение их в спутники планет и лун при частичном разрушении их взрывами. Несомненно, что уже в 80-е годы будет

¹Очень интересны варианты взрыволета, в которых термоядерные микровзрывы осуществляются лазерным лучом. Для питания лазеров при этом используется магнитно-гидродинамический генератор на ракетном сопле. По нашему мнению, осуществление такой схемы должно стать технически возможным к 1975-80 годам, а может быть и ранее.

возможно доставлять на поверхность астероидов сотни термоядерных зарядов с суммарной мощностью в миллиарды тонн тротила. Этой мощности должно быть достаточно для вывода на геоцентрическую орбиту даже самых крупных астероидов (с распылением до половины их массы и использованием поля и движения Луны).

Стоимость вывода на геоцентрическую орбиту астероида массой 10^9 тонн ориентировочно оценивается в 10^{10} рублей (двести ракетных стартов стоимостью 50 млн. рублей каждый).

Распыление массы 10^9 тонн в окрестностях Земли (искусственное кольцо типа Сатурновского по предложению Черенкова) существенно изменит условия жизни на Земле. Астероид-спутник может иметь большое значение в качестве базы межпланетных перелетов, в качестве источника редкого сырья, для устройства обсерваторий, а также военное значение.

ж. Ядерные взрывы могут быть использованы для целей сверхдальней космической связи, в том числе для установления контакта с внеземными цивилизациями. Научная и практическая работа по посылке сигналов (радиоволны, свет – когерентный и некогерентный, рентген, γ -лучи, нейтрино) необходима для успешного приема сигналов внеземных цивилизаций. По нашему мнению, в 80-м году расходы на это направление следуют довести до 0,5% от общих расходов на фундаментальные науки.

з. Использование ядерных взрывов для управления погодой будет возможно, когда будут разработаны достаточно «чистые» по осколкам, C^{14} и тритию мощные термоядерные заряды (1980 г.) и решены соответствующие метеорологические проблемы.

II. Физика высоких энергий

Исследование слабо взаимодействующих частиц (типа нейтрино, кто знает, может есть еще немало аналогичных) и частиц с большой массой (вероятно, мы имеем спектр частиц и резонансов по крайней мере до гравитационной единицы массы, $2 \cdot 10^{-6} = 10^{28}$ эВ) требует создания все более мощных ускорителей (по энергии и по числу ускоренных частиц).

Я предполагаю, что не менее 30–40% (но и не более) всех расходов на физику высоких энергий должно тратиться на создание ускорителей трех типов:

- 1) сильноточных «обычных» типов;
- 2) ускорителей со встречными пучками (тоже сильноточных);
- 3) импульсных разрушаемых ускорителей, использующих энергию термоядерного взрыва. (Тут тоже не исключены встречные.)

К 1975–80 годам будет перейден рубеж 10^{12} эВ, причем, возможно, также во «встречном» варианте! К 2000 г. можно предположить 10^{14} эВ.

Остальные 70–60% ассигнований должны тратиться на создание новых методик наблюдения, на оснащение кибернетическими средствами, на теоретическую работу.

Открытия будут группироваться вокруг поисков и определения границ применимости законов сохранения и симметрии. Но главная цель – нахождение динамических законов при высокой энергии, обогащающих наши представления о пространстве и причинности. Эта цель оправдывает любые расходы.

По мнению всех ведущих ученых мира именно эти исследования приведут к самым глубоким и важным изменениям в наших представлениях о природе. Последствия этих изменений невозможно предвидеть, как невозможно было заранее предвидеть рождение теории относительности и квантовой теории – этой основы современного научного мировоззрения, наиболее общих и глубоких законов природы, дающих принципиальное объяснение подавляющему большинству известных нам явлений, основы современной техники.

Исследования в области физики высоких энергий определяют интеллектуальный климат в стране (по выражению Вайскопфа), определяют наивысшие «стандарты» научного энтузиазма и эрудиции. Если опустить руки в этой области, то нельзя ждать успеха во всех остальных, включая и чисто практические.

III. Кибернетика

Техническая кибернетика будет развиваться, используя успехи физики твердого тела (запись и переработка информации на молекулярном уровне, микролазеры, криотроны), особое значение приобретут оптические и электронно-оптические методы (пространственные голограммы с использованием фотохимических превращений пигментов в когерентном свете лазеров, многоканальные электронно-оптические преобразователи и т.п.).

Плотность памяти к 1980–90 году приблизится к плотности памяти в мозгу или превзойдет ее, а объемная скорость переработки информации ($\text{бит}/\text{см}^3 \cdot \text{с}$) колоссально превзойдет ту же величину для мозга.

Широкое использование самопрограммирующихся, самообучающихся и самоизготавливающихся автоматов сделает автоматы всевозможных типов и назначений доминирующим элементом в управлении производством, транспортом и экономикой, в огромном улучшении условий быта и труда миллиардов людей, в научных исследованиях. Если сейчас автоматы берут на себя порядка 0,1% работы человека, то при росте этой доли на 20% в год через 35 лет основная доля работ будет выполняться автоматами! Но в области обслуживания науки темп должен быть гораздо выше – ведь уже сейчас исследования как во всех 5 направлениях фундаментальной науки, так и в большинстве прикладных направлений неэффективны без самого широкого использования кибернетики.

Прогресс кибернетики приведет к глубочайшим сдвигам в идеологии и философии, будет иметь большие социальные последствия. Можно думать, что прогресс технической и социальной кибернетики, наряду с успехами биологии, физики и астрофизики, и организационно-политическим творчеством народовластия внесет наибольшие и неожиданные коррективы в предсказание о социальной, бытовой и политической структуре будущего общества.

IV. Астрофизика

Новые средства наблюдения – радиоастрономия, в том числе коротковолновая со спутников и с Луны, установка все более мощных оптических телескопов на спутниках, астероидах и на Луне (к 2000 г. до 30 м в диаметре с интерференционными схемами когерентного усиления, повышающими разрешающую способность), рентгеновская астрономия, нейтринная астрономия, использование еще не открытых сейчас видов излучений в соединении с успехами физики (ядерные процессы, процессы при высоких энергиях) дадут цепь неожиданных открытий, которые будут важны для научного мировоззрения человечества, для задач практического освоения космоса, для установления связи с внеземными цивилизациями, для понимания ряда таких сторон возникновения и существования жизни на Земле, о которых мы в настоящее время даже и не подозревали.

Особое значение будут иметь теоретические исследования с использованием сверхмощной вычислительной техники, допускающей конкретное решение любых космологических задач, а также, например, задач типа проблемы динамики солнечной атмосферы (трехмерная магнитно-гидродинамическая неоднородная турбулентность с недиффузионным лучистым теплообменом). Решение подобных задач потребует решения уравнений для 10^{10} переменных (порядка 1000 точек по каждой пространственной координате) с не менее, чем 10^4 шагами по времени, т.е. выполнения 10^{15} – 10^{17} арифметических действий.

Подобные задачи будут возможны для вычислительных машин 4-го поколения (1980–1985 год). (10^7 каналов со скоростью 10^7 операций в секунду за 10^1 – 10^3 секунд!)

На основным двигателем развития астрофизики будет, конечно, осуществление к концу столетия многих тысяч космических полетов! К 2000 году многие из планет, лун и астероидов солнечной системы будут практически освоены. На этом фоне создание мощнейших лабораторий в космосе будет необходимым и естественным делом.

V. Общая физика

Общая физика (под которой тут я подразумеваю совокупность твердо установленных к 1930 году основных идей квантовой механики и статистики и все открытые и неоткрытые явления, описываемые этими идеями) будет являться основным источником новых достижений в технике. Научное приборостроение станет крупной и самой квалифицированной отраслью промышленности. (Фактически расходы и организация в этой области определяют весь темп развития науки и техники.)

Изучение конденсированных тел кристаллической, квазикристаллической, гелеобразной, коллоидной и других структур, изучение динамики плазмы и разнообразных неравновесных систем должно проводиться с использованием самых тонких оптических, радиоскопических, электрических и γ -резонансных методов (типа эффекта Мёссбауэра, парамагнитного резонанса и т.д.). Огромную роль будет играть получение особо чистых и однородных веществ, использова-

ние все более мощной криогенной техники, высоких и сверхвысоких давлений, сверхсильных магнитных и электрических полей, сверхцентрифугирования, воздействие мощной радиацией всех возможных видов, т.е. электромагнитной, нейтронной, акустической и т.п.

Однако, пожалуй, основное изменение в будущем облике научных учреждений – это все более широкое применение автоматов для лабораторной работы, для накопления и классификации информации, а также применение вычислительной техники для решения все более широкого круга задач.

Вычислительные машины легче всего справляются с большим числом уравнений от небольшого числа независимых переменных.

По-видимому, наиболее общим методом рассмотрения квантово-механической задачи для сложных молекулярных и субмолекулярных систем является операторный – в каждой точке x, y, z, t рассматриваются операторы, аппроксимируемые в расчетах конечной матрицей, скажем с $10^3 \times 10^3$ элементов. (Пример операторного метода – метод «вторичного квантования».) Решение операторным методом конкретных задач биохимии, цитологии, расчет квантовых неравновесных процессов в сложных системах потребует очень большого числа (по аналогии с астрофизикой – 10^{16} – 10^{17}) арифметических действий над операторами.

Умножение двух матриц ранга 10^3 требует $2 \cdot 10^9$ арифметических операций. Итого 10^{28} арифметических операций. Но вычислительные машины с 10^{11} каналами и быстродействием 10^{10} операций/канал-с решат такие задачи за несколько дней или недель (2000-ый год). Принципиальная возможность воспроизвести в расчете любое явление не будет означать отказа от эксперимента (в тех случаях, когда эксперимент проще и дает достаточную информацию), но несомненно будет означать новую ступень в овладении силами природы, ведь информация от «хорошего» расчета будет самой исчерпывающей. Конечно, в большинстве случаев будут использоваться гораздо более простые расчеты и комбинации расчетов с экспериментом.

Практический выход, который можно ожидать от общей физики в ближайшие годы (конечно, по каждому отдельному пункту не со 100% вероятности).

1. Сверхпроводимость при комнатной или «промежуточной» температуре (например – 100 С). Сверхпроводимость, не разрушаемая полем 10^6 гаусс (в обоих случаях возможна пленочная структура сверхпроводника, или в больших молекулах, или в сплавах). Грандиозные технические применения в электротехнике, кибернетике, на транспорте!

2. Управляемая термоядерная реакция (при наличии встречного прогресса в двух направлениях – в направлении дальнейшего уменьшения плазменной неустойчивости и в технологически-техническом направлении – вакуумная техника, сверхпроводниковые магниты, материаловедение, ВЧ-техника и многое другое).

На первых порах – плутониевый и тритиевый бридинг с поглощением нейтронов в уране и литии. В дальнейшем – тритиевый бридинг с поглощением нейтронов в дейтерии.

3. Успехи в создании мощных лазеров – для целей исследования вещества

методами нелинейной оптики, для военных целей, для ускорения элементарных частиц, для получения сверхвысоких температур.

Вполне возможно осуществление с помощью лазеров с энергией порядка 10^6 джоулей в импульсе термоядерных микровзрывов (для целей ядерной энергетики, для «взрыволета», для военных целей, для бридинга плутония и трития, высокотемпературной химии и т.д.).

4. Успехи в применении лазеров в кибернетике (мозаичные лазеры на полупроводниковой основе, 2-мерные и 3-мерные голограммы). Связь на лазерах, в том числе космическая.

5. Искусственное создание систем больших молекул и коллоидных систем, воспроизводящих на более высоком уровне отдельные функции и системы функций живых организмов (искусственные «мускулы», искусственные рецепторы сверхвысокой чувствительности, превосходящие достижения природы, системы молекулярной и микроструктурной памяти и преобразования информации, ферментно-коллоидные системы для целей химического синтеза, включая фотосинтез, и т.д.). Здесь общая физика смыкается с бионикой, химической физикой, биофизикой, биохимией, коллоидной и электрохимией, цитологией, технической кибернетикой. Практические достижения на этом пути могут быть очень важными и разнообразными.

6. Создание дешевых и технологичных сверхпрочных и жаропрочных материалов, а также материалов большой стойкости к химическим и механическим воздействиям.

7. Создание лазеров и других мощных излучателей на рентгеновских и γ -лучах (вероятно – с использованием магнитно-тормозного излучения). В далеком будущем – гравитационные лазеры и мощные излучатели.

8. Все большее использование ультразвука, мощных магнитных и электромагнитных полей, взрывов, сверхвысоких и сверхнизких температур и давлений в самых различных отраслях техники (например, получение и обработка новых материалов).

9. Разработка методов энергетически-экономного получения и хранения антивещества ($2 \cdot 10^{14}$ Дж/г).

Антивещество – с примесью подходящего «рабочего» тела – даст возможность осуществить ракетные двигатели с любой желаемой скоростью истечения (от 10 км/с до 300000 км/с).

10. Создание новых методов аккумулялирования передачи и преобразования энергии, особенно важное для транспорта будущего и для рационального размещения производительных сил.

11. Прогресс в геофизике и астрофизике и активное вмешательство в геофизические и астрофизические процессы.

Всего имеется около 20 основных практических направлений в общей физике, каждое из которых требует для своего нормального развития от 5 до 50 млн.рублей в год.

42. СУЩЕСТВУЕТ ЛИ ЭЛЕМЕНТАРНАЯ ДЛИНА? *

От физики элементарных частиц ученые во всем мире ждут очень важных результатов практического и общепhilosophического значения, быть может, даже уточнения основных понятий о пространстве, времени и причинности. Таких изменений основных принципов нет оснований ожидать во всех остальных отраслях физики, в которых атомные частицы (электроны, фотоны, ядра) можно рассматривать как заданные. В биофизике, физике молекул и кристаллов, оптике и в большинстве других отраслей физики основные принципы квантовой механики, статистической физики и теории относительности дают твердую надежно проверенную базу для теоретического описания и объяснения наблюдаемых явлений, для новых предсказаний, открытий и практических применений (подобных транзистору, лазеру, электролюминесценции, парамагнитному резонансу, эффекту Мёссбауэра, голографии и т.д.). И мы уверены, что любое явление в этих отраслях может получить описание на основе известных принципов, быть может, правда, с привлечением более мощных математических средств и новых экспериментальных данных (как это имеет место, например, в последние годы для явлений сверхтекучести и сверхпроводимости).

Но как только физики пытаются объяснить природу массы, заряда и другие свойства самих элементарных частиц, их взаимопревращения и взаимодействия, возникает впечатление, что в этой области физики известных сейчас основных принципов недостаточно. Экспериментальные исследования с помощью ускорителей элементарных частиц и с использованием «природных ускорителей» – космических лучей – непрерывно преподносят неожиданности. Только за последние 10 лет открыты десятки новых элементарных частиц с очень причудливыми свойствами, в том числе установлено существование двух «сортов» нейтрино («электронной породы» и «мюонной породы»), а также открыты нарушения симметрии законов природы при зеркальном отражении, при превращении частиц в античастицы и при обращении направления течения физических процессов.

Последнее нарушение симметрии особенно удивительно; оно до сих пор не имеет даже феноменологического описания.

Автор только с некоторой натяжкой может считать себя специалистом по физике элементарных частиц. Тем не менее он отваживается здесь на обсуждение одной из основных проблем в этой области – так называемой проблемы элементарной длины. Речь идет о предполагаемом существовании принципиальной границы применимости основных идей современной науки о пространстве и причинности (т.е. теории относительности и квантовой теории), о необходимости описывать «мелкомасштабные» явления, лежащие за этой гранью, с помощью каких-то новых, еще более абстрактных и глубоких физических идей и математических методов.

* Физика в школе, 1968, №2, с. 6–15.

В этой статье не будет рассказа о каких-либо новых удивительных открытиях. Основное утверждение, содержащееся в статье, носит в основном негативный характер. Тем не менее автору представляется, что в вопросе о принципиальных основах науки (причем таких незыблемых до сих пор, как понятие длины и интервала времени) любое продвижение вперед и любое уточнение нюансов должно представить интерес не только для специалистов. Поэтому, несмотря на неясность ситуации, автор решил в этой статье рассказать о мучительной драме идей в одном из уголков современной теоретической физики так, как она ему представляется.

Еще до создания квантовой теории, при попытке описания электрона как точечной частицы возникла трудность при вычислении электростатической энергии точечного электрона. Напомню, что электростатическая энергия заряженного с поверхности шарика равна $W = e^2/2r$, где e – заряд, а r – радиус. Вообще же при произвольном распределении плотности заряда по радиусу имеем W порядка e^2/r . Для точечного электрона $r \rightarrow 0$ и $W \rightarrow \infty$. По соотношению Эйнштейна, энергии W сопоставляется масса покоя $m = W/c^2$, т.е. масса точечного электрона должна быть бесконечна. Если положить $m = e^2/rc^2$ и подставить в качестве m наблюдаемую на опыте массу электрона, то найдем $2,8 \cdot 10^{-13}$ см. Так определенная величина называется «классическим радиусом электрона».

С возникновением квантовой теории положение осложнилось еще больше. С одной стороны, формулы для электромагнитной энергии электрона при учете квантовой теории изменяются и приводят к гораздо меньшим численным значениям ее при тех же значениях r . По-прежнему остается трудность $W \rightarrow \infty$ при $r \rightarrow 0$, но W пропорционально не r^{-1} , а $\ln(r^{-1})$. С другой стороны, принципиальные трудности рассмотрения электрона как точечной частицы распространяются на другие основные вычисляемые в теории величины – на силу взаимодействия частиц, на вероятность процессов рассеяния и распадов и т.д. Вместе с тем понятие неточечной частицы очень трудно согласовать с принципами теории относительности – ведь по твердому телу протяженной частицы мы смогли бы передать сигнал со скоростью, большей скорости света.

Возникло предположение, что квантовая теория элементарных частиц логически и математически неполна. Особенно ясно сформулировал (в 30-х годах) это предположение один из создателей квантовой механики выдающийся немецкий физик-теоретик Вернер Гейзенберг. Ход его мысли сводился к следующему. Трудности теории элементарных частиц, по его мнению, носят глубоко принципиальный характер, столь же затрагивающие основные принципы, как трудности теории электромагнитных явлений в движущихся телах до создания теории относительности и как трудности теории атомных явлений до создания квантовой теории.

Трудности электродинамики не могли быть преодолены без пересмотра и уточнения такого казавшегося самоочевидным понятия, как *одновременность*. Новые формулы теории относительности – это уже вторичный продукт такого *гносеологического* пересмотра понятий. Трудности «корпускулярно-волнового ду-

ализма» потребовали еще более глубоких идей – принципа дополнительности, статистической интерпретации волновой функции. По Гейзенбергу, трудности рассмотрения элементарных частиц как точечных, а также отсутствие в современной теории каких-либо критериев, определяющих численную величину масс и зарядов элементарных частиц, – это все симптомы неполноты и неточности самих понятий о пространстве, времени и причинности для «мелкомасштабных» явлений.

Гейзенберг обращает внимание на то, что теория относительности Эйнштейна отличается от представлений Галилея – Ньютона о пространстве-времени тем, что в ней введена абсолютная единица скорости, являющаяся в теории Эйнштейна максимальной скоростью распространения взаимодействий и численно равная скорости света в вакууме ($c = 3 \cdot 10^{10}$ см/с). При скоростях, много меньших c , доэйнштейновские представления правильно отображают действительность. Аналогично грань между квантовой и классической (в смысле «неквантовой») теориями определяется другой основной постоянной, имеющей размерность «энергия \times время», – постоянной Планка \hbar , определяющей коэффициент пропорциональности между разностью энергий двух «квантовых уровней» и частотой квантового перехода (частотой «биений»):

$$E_1 - E_2 = \hbar \omega .$$

(При измерении ω в угловых единицах рад/с численное значение $\hbar = 1,05 \cdot 10^{-27}$ эрг·с; сам Планк измерял частоту $\nu = \omega/2\pi$ в с^{-1} и соответственно определил постоянную $h = 2\pi\hbar = 6,6 \cdot 10^{-27}$ эрг·с; определение и обозначение \hbar предложено Дираком.)

Классические представления являются соответствующими действительности при изучении макроскопических процессов, например при исследовании испускания радиоволн антенной, когда испускаемая энергия W гораздо больше энергии одного кванта $\hbar\omega$, и совсем неприменимы при исследовании излучения одного фотона возбужденным атомом.

Гейзенберг обращает далее внимание на то, что трудности квантовой теории элементарных частиц возникают при анализе тех проблем, где существенна передача от одной частицы другой большого импульса или большой энергии, т.е. при очень тесных столкновениях частиц с очень малой длиной волны де Бройля. Поэтому Гейзенберг выдвигает тезис, что при некоторой *элементарной длине* l_0 , которую он в первоначальном варианте своей гипотезы отождествил с «классическим радиусом электрона» $r = e^2/mc^2 = 2,8 \cdot 10^{-13}$ см (m – масса электрона), известные нам законы квантовой теории и теории относительности перестают быть справедливыми, необходимо введение новых понятий, еще более абстрактных, чем в этих теориях.

По Гейзенбергу, именно величина l_0 задает также характерный масштаб масс элементарных частиц. Приняв за единицу массы $\frac{\hbar}{cl_0} = \frac{70 \text{ МэВ}}{c^2}$, мы получа-

ем с хорошей степенью точности массы покоя частиц (таблица составлена по современному списку элементарных частиц):

$$\mu\text{-мезона} = 3/2$$

$$\pi\text{-мезона} = 2$$

$$K\text{-мезона} = 7$$

$$\eta\text{-мезона} = 8$$

$$\text{протона и нейтрона} = 13,5$$

$$\Lambda\text{-гиперона} = 16$$

$$\Sigma\text{-гиперона} = 17$$

$$\Xi\text{-гиперона} = 19$$

$$\text{электрона} = 1/137$$

$$\text{фотона, нейтрино и гравитона} = 0$$

и т.д.

Отвлекаясь несколько в сторону, заметим, что наличие в современной теории двух «естественных» единиц (размерности которых $[c] = \text{длина/время}$ и $[\hbar] = \text{энергия} \times \text{время}$) приводит к тому, что из трех основных единиц, лежащих в основе любой системы единиц измерения (например, в случае СИ: м, с, кг), лишь одна (например, единица длины L) должна считаться произвольной. Единица времени может быть определена как $T = \frac{L}{c}$ и единица массы – как $M = \frac{\hbar}{Lc}$, единицей энергии будет служить величина $W = \frac{\hbar c}{L}$ и т.д. В работах по теоретической физике обычно принимают $\hbar = c = 1$, измеряя все величины в степенях длины; это очень упрощает формулы, из которых исчезают коэффициенты \hbar и c . Импульс p , масса m и энергия W выражаются в обратных единицах длины, скажем, в см^{-1} . При этом релятивистские формулы для энергии и импульса имеют вид:

$$W = \frac{m}{\sqrt{1-v^2}} = \sqrt{m^2 + p^2}; \quad p = \frac{mv}{\sqrt{1-v^2}}.$$

Магнитный момент выражается в единицах длины или обратных единицах массы. Например, магнитный момент электрона (так называемый нормальный момент, или «магнетон Бора» – см. ниже) равен $e/2m$. Аналогично выражаются все остальные физические величины. Пользование этой «одномерной» системой единиц очень удобно, если в качестве единицы массы или длины выбирать величину, характерную для исследуемой проблемы. После этого отступления возвратимся к идеям Гейзенберга.

В то время, когда Гейзенберг выдвигал свои идеи, список элементарных частиц включал только электрон (и его античастицу – позитрон), протон, нейтрон и фотон. Сейчас список расширился до нескольких десятков частиц.

Добавились μ -мезон и нейтрино двух «сортов», которые вместе с электроном и соответствующими античастицами образуют семейство слабо взаимодействующих частиц, или лептонов. Открыт также ряд новых сильно взаимодействующих частиц; те из них, которые обладают очень малым временем жизни, получили название частиц-резонансов (пример: η -мезон в приведенной таблице). Сильно взаимодействующие частицы, или адроны, распадаются на две большие группы – так называемые барионы, родственные по своим свойствам протону и нейтрону (долгоживущие барионы Λ , Σ , Ξ получили название гиперонов, см. в таблице), и так называемые мезоны, типичными представителями которых являются ответственные за ядерные силы π -мезоны и ρ -мезоны, а также приведенные в таблице K - и η -мезоны.

Сейчас уже нет оснований предполагать, что массы всех тех частиц, которые существуют в природе, обязательно порядка $1/l_0 = 70$ МэВ (положив $\hbar=c=1$, мы используем здесь 1 МэВ в качестве единицы не только энергии, но и массы, импульса и обратной длины). Напротив, есть все основания предполагать, что существуют частицы (вероятно, нестабильные) с гораздо большими массами. Таким образом, этот «эмпирический» аргумент в пользу принятого Гейзенбергом численного значения величины элементарной длины сейчас вряд ли убедителен. Не убедителен также аргумент, связанный с классической оценкой электромагнитной массы, в силу упомянутого нами выше уменьшения этой величины в квантовой теории. Это обстоятельство представляется нам особенно существенным.

Гейзенберг предполагал, что в законах взаимодействия элементарных частиц при энергиях, больших чем $1/l_0 = 70$ МэВ, должны наблюдаться разительные отклонения от современной теории. На первых порах, когда в космических лучах были открыты частицы с большой проникающей способностью, возникло предположение, что это электроны, которые обладают высокой энергией и поэтому «не подчиняются» квантовой электродинамике. Но вскоре оказалось, что это просто частицы с массой в 200 раз большей (их назвали μ -мезонами), и именно это «тривиальное» обстоятельство объясняет их проникающую способность. Сейчас неизвестно никаких явлений, которые можно было бы с уверенностью интерпретировать как явное нарушение современной теории. Остановимся на этом важном обстоятельстве подробнее.

В современной физике известно 4 типа взаимодействий:

- 1) «сильные» взаимодействия, типичным примером которых являются ядерные силы;
- 2) электромагнитные взаимодействия;
- 3) «слабые» взаимодействия, ответственные за процессы β -распада;
- 4) гравитационные взаимодействия;

Наиболее полная количественная теория и наиболее полные экспериментальные данные существуют для электромагнитных взаимодействий, поэтому именно здесь имеется самое подходящее поле для попыток обнаружить отклонения от современной теории. До сих пор все такие попытки дали отрицательный результат. Мы опишем некоторые из них, так как в таком важном вопросе даже и негативный результат представляется очень важным; анализ точности экспериментов дает оценку для возможной грани справедливости современных представлений. Вместе с тем этот вопрос имеет многообразные связи с другими разделами современной физики и представляет самостоятельный интерес.

На сегодня самым изученным из электромагнитных свойств элементарных частиц является магнитный момент. По предположению, высказанному в 1925 г. Уленбеком и Гаудсмитом, электрон подобен маленькому волчку – обладает механическим моментом вращения, численно равным $1/2$ (в единицах \hbar), и, кроме того, обладает магнитным дипольным моментом, равным $e/2m$. Это предположение получило многочисленные подтверждения в спектроскопии и при изучении магнитных явлений. В дальнейшем выдающийся английский физик Дирак пока-

зал, что предположение Уленбека и Гаудсмита совместимо с описанием электрона как точечной заряженной частицы, подчиняющейся уравнениям теории относительности и квантовой теории.

Однако в 30-е годы оказалось, что магнитный момент протона в 2,9 раза больше, чем $e/2m_p$, где m_p – масса протона. Более того, советские теоретики Тамм и Альтшулер предсказали, а американский ученый Альварец обнаружил на опыте наличие магнитного момента у нейтрона, который электрически нейтрален и, согласно приведенной формуле, должен быть лишен магнитного момента. Сейчас принято величину $\mu_0 = e/2m$ называть нормальным магнитным моментом, а все, что сверх этого – аномальным. Аномальный момент у протона и нейтрона обусловлен по современным представлениям их внутренней структурой, однако теория этого эффекта отсутствует, как, впрочем, вообще теория сильно взаимодействующих частиц.

До 1947 г. считалось, что у электрона нет аномального момента. Однако изучение энергии взаимодействия магнитного момента электрона с магнитным моментом протона¹ привело к определенным неувязкам; поэтому американский теоретик Брейт предположил, а вскоре американские экспериментаторы Каш и Фолли обнаружили на опыте наличие у электрона очень малого аномального магнитного момента. Относительная величина аномального момента $\frac{\mu - \mu_0}{\mu_0} = a$

составляет около $1,2 \cdot 10^{-3}$. Теория аномального магнитного момента была создана выдающимся американским ученым Швингером в 1948 г. в результате достигнутых в те годы им (а также независимо Томонагой, Гансом Бете, которому в этом году присвоена Нобелевская премия за теорию энергии звезд, Крамерсом, Фейнманом, Дайсоном и другими) крупных успехов в совершенствовании математического аппарата квантовой электродинамики.

Согласно Швингеру, величина относительного аномального момента

$$a = \frac{\mu - \mu_0}{\mu_0} = \frac{e^2}{2\pi} = \frac{1}{2\pi 137,03} = 1,16 \cdot 10^{-3}$$

и обусловлена взаимодействием электрона или μ -мезона с электромагнитными квантовыми флуктуациями (нулевыми колебаниями) вакуума.

В квантовой теории поля вакуум – это не просто пустота. Как известно, квантовая теория вводит для каждой системы понятие об энергетических уровнях (гипотеза Бора). Распространение этой идеи на вакуум дает интерпретацию фотона как возбужденного состояния одной из электромагнитных колебательных степеней свободы вакуума. Основное состояние каждой степени свободы соответствует отсутствию фотона с данной длиной волны, при этом среднее квантово-механическое значение электрического поля в каждый момент времени

¹Эта энергия ответственна за излучение линии с длиной волны $\lambda = 21$ см космическим атомарным водородом; как известно, в развитии радиоастрономии исследования излучения с этой длиной волны играют важную роль.

равно нулю, однако поле *есть*, так как амплитуда поля, соответствующая данной степени свободы, не может тождественно обращаться в нуль и испытывает квантовые нулевые колебания (квантовые флуктуации), образуя «облако вероятности», около среднего (равновесного) значения. Полная энергия взаимодействия заряженной частицы с нулевыми колебаниями вакуума складывается из взаимодействия с нулевыми колебаниями различных длин волны, изменение этой энергии при наличии «внешнего» магнитного поля интерпретируется по Швингеру как обусловленное аномальным магнитным моментом.

Энергия взаимодействия электрона с нулевыми колебаниями вакуума может быть представлена интегралом по возможным значениям импульса p (обратной длины волны) этих колебаний (p_0 – предполагаемая граница существующих представлений) и пропорциональна

$$m \sim e^2 \int_0^{p_0} dp \frac{m}{\sqrt{p^2 + m^2}} \approx \int_m^{p_0} e^2 m \frac{dp}{p} = me^2 \ln \frac{p_0}{m}.$$

При наличии магнитного поля H подинтегральное выражение изменяется на величину, пропорциональную $e^3 H/p^2$ (по соображениям размерности). Отсюда изменение энергии электрона в магнитном поле, которое мы в согласии с идеей

Швингера приравниваем $(\mu - \mu_0)$, пропорционально $me^3 H \int_m^{p_0} \frac{dp}{p^3}$.

Таким образом,

$$\mu - \mu_0 \sim me^3 \left(\frac{1}{m^3} - \frac{1}{p_0^2} \right)$$

(множитель пропорциональности, по Швингеру, равен $1/4\pi$).

В приведенной выше формуле Швингера

$$\mu - \mu_0 = \frac{e^2}{2\pi} \mu_0 = \frac{e^2}{4\pi m},$$

т.е. опущен множитель $1 - \frac{m^2}{p_0^2}$, что соответствует $p_0 \rightarrow \infty$.

При $p_0 \neq \infty$ имеем поправки к аномальному моменту, пропорциональные m^2/p_0^2 . Обозначая через $a_{\text{теор}}$ теоретическое значение, вычисленное Швингером и другими теоретиками, которые уточнили его оценку в рамках современной теории, имеем по порядку величины

$$\delta = \frac{a - a_{\text{теор}}}{a_{\text{теор}}} \approx \frac{m^2}{p_0^2},$$

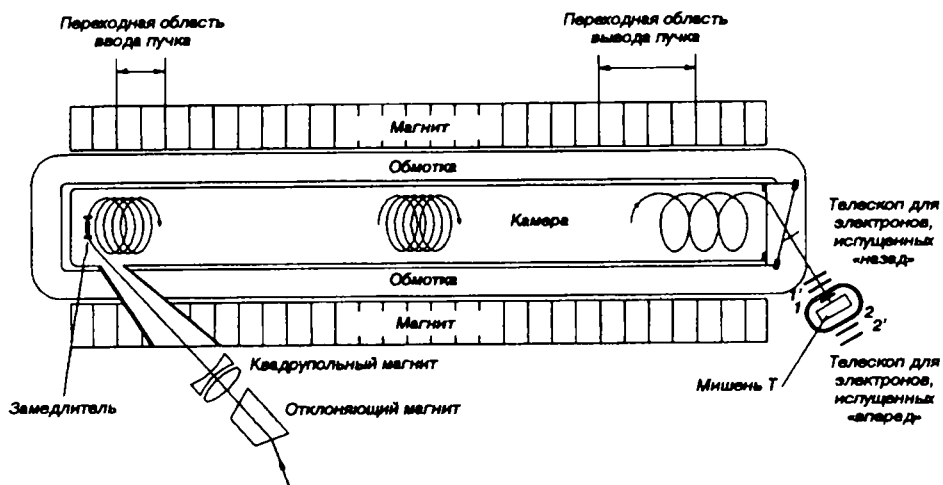
или

$$p_0 = \frac{m}{\sqrt{\delta}}.$$

Из этой формулы видно, что наиболее «перспективным» объектом для изучения отклонений от квантовой электродинамики является самая тяжелая из известных сейчас частиц, аномальный момент которых носит флуктуационный характер, а именно μ -мезон (замечание советского физика Берестецкого).

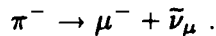
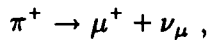
Первоначальные эксперименты, приведшие к обнаружению аномального момента у электрона, были проведены методом молекулярных пучков. Создание этого метода, восходящего еще к классическому опыту Штерна–Герлаха, – в значительной мере заслуга американского физика Раби. Однако наиболее точные определения величины a (с относительной точностью $\delta = 2 \cdot 10^{-5}$ для электрона и $\delta = 4 \cdot 10^{-3}$ для μ -мезона) были выполнены много позднее в ряде американских лабораторий по другому методу, который мы опишем на примере определения величины a для μ -мезона.

Рассмотрим движение «продольно поляризованного» μ -мезона в магнитном поле (см. рисунок, поле считаем перпендикулярным плоскости чертежа). Продольно поляризованным пучком частиц называется такой, для которого направление вектора момента количества движения частиц совпадает с направлением вектора скорости. Пример такого пучка – фотоны поляризованного по кругу света. Поглощение поляризованной по кругу электромагнитной волны в проводочной рамке приводит к возникновению механического вращательного момента вследствие взаимодействия магнитного поля падающей электромагнитной волны с активной составляющей тока в рамке. Читателю представляется показать, что механический момент, переданный рамке, равен поглощенной энергии, деленной на частоту ω , откуда механический момент каждого фотона равен 1. Аналогично этому механический момент каждого электрона и μ -мезона равен $1/2$.



В поперечном магнитном поле заряженные частицы меняют направление своего движения (движутся по круговой траектории с угловой скоростью $\omega_v = eHv/p$; для медленных частиц $v \ll 1$ и импульс $p = mv$, откуда $\omega_v = eH/m$). Направление механического вращательного момента количества движения \vec{S} (как говорят, направление «спина» частицы) тоже испытывает вращение с угловой скоростью $\omega_s = \mu H/S$. Это известная из механики формула для скорости прецессии гироскопа (волчка). Механический момент вращения S (спин) для электрона и μ -мезона равен $1/2$. Поэтому для частицы, у которой магнитный момент μ равен величине $\mu_0 = e/2m$, имеем равенство: $\omega_v = \omega_s$ – угловая скорость движения частицы по кругу и скорость прецессии спина равны друг другу.

Следовательно, всякое вращение направления спина частицы относительно направления ее движения есть результат наличия у частицы аномального магнитного момента. Прежде чем описывать эксперимент, напомним, что сама возможность получения сильно поляризованных пучков μ -мезонов и описанного ниже метода анализа поляризации есть результат открытого в 1957 г. (на основании предсказания известных теоретиков Ли и Янга – американских ученых китайского происхождения) явления нарушения симметрии зеркального отражения. Оказалось, что при образовании μ -мезонов в результате распада полученных на ускорителях π -мезонов согласно реакциям



(ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ – так называемые мюонные нейтрино и антинейтрино) возникающие μ -мезоны почти полностью продольно поляризованы.

Далее оказалось, что при распаде поляризованных μ -мезонов вылет электронов в направлении спина и против направления спина происходит с различной вероятностью².

Оба эффекта (асимметрия при образовании и асимметрия при распаде) были бы невозможны, если бы в природе имела место зеркальная симметрия, и они очень важны для понимания физики слабых взаимодействий. Здесь эти эффекты нас интересуют с той точки зрения, что они в сильной степени облегчили постановку опытов по определению коэффициента a для μ -мезонов.

Для электронов не существует такого удобного метода получения и анализа поляризованных пучков (хотя в целом, конечно, опыт гораздо проще и точней, так для получения пучка электронов в отличие от пучка μ -мезонов не требуется мощных и дорогостоящих ускорителей). В случае электронов экспериментаторы использовали явление частичной поперечной поляризации электронного пучка при рассеянии быстрых электронов электростатическим полем ядер; этот эффект аналогичен поляризации света при отражении от диэлектрика.

²Напомним, что μ -мезон распадается на три частицы – электрон или позитрон (в зависимости от знака заряда) и два нейтрино разных «сортов».

На рисунке изображена схема опыта Черпака, Ферли, Гарвина, Миллера, Сенса, Цикучи и других. Поляризованный пучок μ -мезонов входит в камеру, расположенную между полюсами большого электромагнита. Поле сделано несколько сильнее в нижней части установки, так что μ -мезоны не описывают замкнутые окружности, а с каждым оборотом смещаются вправо и попадают в мишень T через точно известное число оборотов. Поляризация μ -мезонов, вышедших из установки, регистрировалась по асимметрии электронного распада с помощью счетчиков $1, 1'$ и $2, 2'$.

В этих опытах было найдено, что вращение спина μ -мезона происходит быстрее, чем вращение направления скорости ($\omega_s > \omega_v$): 214 оборотам скорости соответствует приблизительно 214,25 оборота спина. Отсюда $a = 0,25/214$, точнее: $a = 1,162 \cdot 10^{-3} \pm 0,004 \cdot 10^{-3}$ (результаты приведены для μ^+ -мезонов, аналогичные результаты найдены Фарли и Брауном для μ^- -мезонов). Теоретическое значение $a_{\text{теор}}$ со всеми известными поправками равно $1,1654 \cdot 10^{-3}$, т.е. совпадает с экспериментальной величиной в пределах ошибок измерения.

Значит, величина $\delta = \frac{a - a_{\text{теор}}}{a_{\text{теор}}}$, определенная формулой на с.390, безусловно меньше, чем $4 \cdot 10^{-3}$. Таким образом, квантовая электродинамика безусловно справедлива для энергий и импульсов, меньших чем $p_0 = m/\sqrt{4 \cdot 10^{-3}}$, т.е. для энергий и импульсов, меньших нескольких ГэВ.

Другой метод проверки квантовой электродинамики сводится к изучению столкновений электронов с электронами и электронов с позитронами в так называемых «встречных» пучках. Почему нужны именно встречные пучки? Теория относительности объединяет вектор импульса \vec{p} и энергию частицы W в так называемый четырехмерный вектор. Трехмерные векторы обладают тем свойством, что их скалярное произведение ($\vec{a} \cdot \vec{b}$) сохраняется при вращениях трехмерных координатных осей. Однако при более общих «лоренцевских» преобразованиях системы отсчета, учитывающих возможность не только поворота осей, но и перехода к другой инерционной системе, инвариантом является лишь более общая величина – четырехмерное скалярное произведение Эйнштейна – Минковского. Для двух сталкивающихся частиц четырехмерное скалярное произведение векторов энергии-импульса имеет вид:

$$I = W_1 W_2 - p_{1x} p_{2x} - p_{1y} p_{2y} - p_{1z} p_{2z} .$$

Очевидно, что все качественные утверждения теории, в частности эффекты отклонения от современной теории, могут зависеть лишь от инвариантной величины. Находим, что при столкновении покоящегося электрона ($p_1 = 0$) с электроном импульса $p_2 = \vec{p}$

$$I_1 = m \sqrt{m^2 + p^2} ,$$

а в случае встречных пучков электронов с импульсами $\vec{p}_1 = \vec{p}$ и $\vec{p}_2 = -\vec{p}$,

$$I_2 = m^2 + 2p^2 .$$

Если $p = 10^3 m$ (энергия 500 МэВ), то $I_2 = 2 \cdot 10^3 I_1$. Из сравнения этих значений I_1 и I_2 ясно преимущество встречных пучков.

Опыты со встречными пучками в Советском Союзе проводятся в Новосибирске под руководством Г.М. Будкера и являются весьма перспективными. В этих опытах тоже (в пределах точности эксперимента) не обнаружено отклонения от современной теории.

Итак, совокупность теоретических и экспериментальных аргументов заставляет признать, что предположенная Гейзенбергом граница теории $l_0 = r$ должна быть отодвинута в сторону гораздо более высоких энергий. Этот результат, хотя и негативный, представляется очень важным для современной физики элементарных частиц.

Еще очень давно американский физик Вигнер обратил внимание на то, что само понятие измерения очень малых интервалов длины и времени ($\Delta x \lesssim L_0 = 10^{-33}$ см, $\Delta t \lesssim L_0/c = 10^{-44}$ с) встречает принципиальные трудности, если учитывать гравитационные явления и одновременно эффекты квантовой теории.

Расстояние и интервал времени между любыми двумя точками пространства Эйнштейна – Минковского (т.е. между двумя «событиями») должны испытывать квантовые флуктуации, нулевые квантовые колебания, как и все иные физические величины. В этом отношении гравитационное поле не может качественно отличаться от электромагнитного и любого другого. Заметим, что оценка величины L_0 может быть получена из соображений размерности. В свое время М. Планк указал, что с использованием численного значения гравитационной постоянной $G = 6,67 \cdot 10^{-8}$ СГС, постоянных \hbar и c можно построить систему «естественных» единиц для всех величин (т.е. от «одномерной» системы единиц, описанной выше, перейти к «нульразмерной» системе единиц). А именно, единицу длины L_0 можно определить, как

$$L_0 = G^{1/2} \hbar^{1/2} c^{-1/2} = 1,61 \cdot 10^{-33} \text{ см.}$$

Соответственно единица времени

$$T_0 = \frac{L_0}{c} = G^{1/2} \hbar^{1/2} c^{-3/2} = 5,35 \cdot 10^{-44} \text{ с,}$$

единица энергии

$$W = \frac{\hbar}{T_0} = G^{-1/2} \hbar^{1/2} c^{3/2} = 2 \cdot 10^{16} \text{ эрг} = 10^{28} \text{ эВ,}$$

единица массы

$$M_0 = \frac{W_0}{c^2} = G^{-1/2} \hbar^{1/2} c^{-1/2} = 2,18 \cdot 10^{-5} \text{ г.}$$

Вигнеровские соображения, о которых мы упоминали, как раз и приводят к выделению величин L_0 , T_0 как граней представлений о пространстве и времени.

Ряд ученых, в том числе советский ученый А.С. Компанеец, указал, что принятие величины L_0 в качестве эффективного радиуса электрона в квантовой электродинамике не приводит к слишком большой величине электромагнитной массы (как это было бы в классической электродинамике), если использовать получающуюся в квантовой электродинамике пропорциональность электромагнитной массы величине $\ln(r^{-1})$.

Недавно другой советский ученый, М.А. Марков, высказал гипотезу, что величина L_0 (и связанная с ней величина $M_0 = 1/L_0$) определяет также максимальную возможную массу элементарных частиц; соответствующие частицы он назвал «максимонами». Как известно, при образовании стабильных частиц из составных частей, которые могут быть сами нестабильными, происходит уменьшение суммарной массы («дефект» массы в виде малой поправки к закону Проута, проявляющейся в ядерной физике). Поэтому нас, по Маркову, не должно удивлять, что наблюдаемые стабильные частицы (электроны, протоны и др.) гораздо меньше по массе, чем «естественная» единица массы $M_0 \approx 2 \cdot 10^{-5}$ г.

Сейчас все больше физиков склоняются к тому, что именно грань L_0 определит наиболее существенные перемены в наших представлениях.

Все же очень важно убедиться, что никакая промежуточная между $r = 2,8 \cdot 10^{-13}$ см и $L_0 = 1,61 \cdot 10^{-33}$ см характерная длина не играет столь же фундаментальной роли. Здесь есть пока только весьма косвенные теоретические аргументы. Вот один из таких аргументов. Он относится к анализу основ общей теории относительности.

Как известно, движение материальных тел в поле тяготения описывается в теории Эйнштейна как движение по кратчайшей линии в «искривленном» пространстве-времени. «Искривление» пространства-времени приводит к тому, что кратчайшей длиной обладают не «прямые», а «кривые» линии пространства-времени вида:

$$x = f_1(t), \quad y = f_2(t), \quad z = f_3(t),$$

где f_1, f_2, f_3 не есть линейные функции.

В теории Эйнштейна величина искривления пространства находится из условия, которое качественно можно описать так. В окрестностях тел, обладающих массой (или, что то же самое, энергией), на пространство действует искривляющая «сила» (конечно, слово «сила» здесь используется в некотором обобщенном смысле). В то же время пространство обладает свойством «упругости», оно как бы препятствует своему искривлению. Равновесие этих двух «сил» определяет истинную степень кривизны. Обычно отклонения свойств пространства от свойств, описываемых геометрией Эвклида, очень малы, т.е. «упругость» пространства очень велика (что соответствует малой величине гравитационной постоянной G).

Чем же определяется «упругость» вакуума? Можно предполагать, что изменением квантовых флуктуаций вакуума. Мы уже говорили о флуктуациях вакуума в связи со швингеровской теорией аномального магнитного момента. Так вот, при искривлении пространства-времени этим флуктуациям становится «более тесно», они как бы «выходят из берегов», что приводит к увеличению энергии вакуума.

Формально этот эффект бесконечен, если учитывать самые «коротковолновые» флуктуации. Величина гравитационной постоянной, обратно пропорциональная «коэффициенту упругости пространства», имеет правильное численное значение, если ограничиться флуктуациями с длиной волны λ больше, чем $L_0 \sim 10^{-33}$ см. Будущее покажет, правильны ли эти соображения.

Ну, а что за гранью L_0 ? Какие изменения следует внести в теорию (и следует ли вносить вообще!) для описания процессов на расстояниях, меньших чем 10^{-33} см, и при энергиях частиц, больших чем 10^{28} эВ? Этого пока никто не знает. Вероятно, нужно согласиться с теми, кто предполагает, что следует ожидать глубоко принципиальных изменений. Энергия 10^{28} эВ настолько далека от реально изучаемого сейчас диапазона (энергия Серпуховского ускорителя $7 \cdot 10^{10}$ эВ), что окончательное выяснение этого комплекса проблем может оказаться делом не очень близкого будущего.

КОММЕНТАРИИ К СТАТЬЕ 42

1. Д.А. Киржниц (Квант, 1991, №5, с.10)

После публикации статьи прошло без малого четверть века. Казалось бы, это достаточный срок, чтобы успели устареть и обесцениться любые прогнозы, относящиеся к переднему краю науки, тем более, что именно эти годы ознаменовались бурным прогрессом физики элементарных частиц. Тем примечательнее, что многое в статье Сахарова не потеряло своего значения и сегодня, а сама она продолжает вызывать интерес, выходящий за рамки чисто исторического.

В тот самый год, когда Андрей Дмитриевич готовил статью к печати, появились работы будущих нобелевских лауреатов С. Вейнберга и А. Салама, которые вместе с третьим лауреатом Ш. Глешоу заложили основы стратегии объединения четырех фундаментальных взаимодействий природы, упоминаемых в статье Сахарова. Это привело не только к прорыву в понимании физики микромира, но и к исчезновению ряда трудностей старой теории. Так, бесконечности, возникающие при вычислении физических величин (с ними Сахаров связывает главный по существу аргумент в пользу необходимости ревизии наших представлений о микромире), теперь либо легко исключаются, либо, в некоторых вариантах теории, не возникают вовсе.

Важно добавить, что физика элементарных частиц обошлась без третьей (после создания теории относительности и квантовой теории) революции, которая, как ожидали многие, должна была привести к коренной ломке наших представлений о пространстве-времени, причинности и т.д. Выход из кризиса лежал скорее на реформистском пути – пути перехода от примитивных и ограниченных старых к более сложным и богатым содержанием новым моделям частиц и их взаимодействий. Поэтому предположение Гейзенберга, которое обсуждает Сахаров, не оправдалось. Прогресс теории элементарных частиц, хотя и привел к революционным последствиям, ее глубинных основ не потряс. Тем самым еще раз подтвердился шуточный афоризм Эйнштейна: «Господь изощрен, но не злонамерен».

На первый взгляд из сказанного следует, что ответ на вынесенный в заголовок статьи Сахарова вопрос должен быть отрицательным, что самой проблемы элементарной длины как границы применимости наших фундаментальных представлений уже не существует и что содержание статьи Сахарова безнадежно устарело. Однако в действительности такие заключения были бы слишком поспешными.

Прежде всего, оказалось, что уже в рамках сегодняшней теории элементарных частиц, глубинные основы которой остались прежними, пространственно-временная картина испытывает достаточно радикальные (хотя и не столь революционные, как думал Гейзенберг) изменения на масштабах порядка планковской длины $L_0 = 10^{-33}$ см: проявляются скрытые на больших масштабах измерения пространства, входят в игру квантовые флуктуации координат и времени и т.п. Поэтому, определяя элементарную длину как границу коренного изменения наших пространственно-временных представлений (и не вкладывая в это понятие прежнего экстремистского смысла), следует считать эту величину в современной физике равной величине L_0 . Развитие науки подтвердило, таким образом, слова Сахарова: «... именно грань L_0 определит наиболее существенные перемены в наших представлениях».

Более того, современная теория при всех ее успехах далеко еще не прошла опытной проверки: ее корни лежат на масштабах L_0 , а прямым экспериментом изучена лишь область длин, больших $l_0 = 10^{-17}$ см. В принципе не исключено (и об этом также говорит Сахаров), что на масштабах, меньших l_0 , но больших L_0 , опыт выявит новые, неожиданные явления, чем и определяется истинное значение элементарной длины. Поэтому обсуждаемые Сахаровым опыты по определению этой величины (или ее верхней границы) не потеряли своего значения и несомненно будут продолжаться.

Из всего сказанного ясно, что прогресс теории элементарных частиц хотя и существенно смягчил остроту проблемы элементарной длины, но вовсе не снял ее с повестки дня.

43. ПРЕДИСЛОВИЕ К КНИГЕ ВЛ. КАРЦЕВА «ТРАКТАТ О ПРИТЯЖЕНИИ ИЛИ ИСТОРИЯ ГЕРКУЛЕСОВА КАМНЯ-МАГНИТА...»*

Эта книга – о магните и магнитных явлениях. Тема – благодарная для популярного изложения, особенно в том случае, когда к ней найден правильный ключ. Этот ключ в книге Вл. Карцева – большой фактический материал.

Современный читатель любого возраста очень ценит факты. В книге много фактов – исторических, физических, технических и просто анекдотов из жизни «мэтров». Легкая стилизация под старинные «трактаты» переносит читателя к временам Гильберта, когда, так же как и много раньше и много позднее, изучение и применение магнитных явлений явилось одним из важнейших двигателей науки и техники.

В книге есть и юмор, и темперамент, необходимые популяризатору.

Технические возможности применения магнитных явлений далеко не исчерпаны тысячами изобретателей.

Магнитный контроль стальных изделий без их разрушения (эта область применения насчитывает почти полвека), электромашиностроение и автоматика, магнитная гидродинамика плазмы и проводящих жидкостей, магнитные элементы

*Предисловие к книге Вл. Карцева *Трактат о притяжении или история геркулесова камня-магнита...*, М.: Советская Россия, 1968, с. III-IV.

вычислительных машин, использование сверхпроводников, магнитная штамповка, ускорители элементарных частиц – за каждым словом этого перечня кроется неисчерпаемое поле деятельности для изобретательного ума.

Магниты верно служат человечеству. Из этого можно сделать вывод о том, что многое в поведении магнитов нам ясно. Все ли?

Я взял на себя смелость набросать ниже небольшой список нерешенных научных вопросов магнетизма, которые в какой-то степени оправдывают эпитет «таинственный», применяемый автором по отношению к магниту:

1. Вопрос о свойствах магнитных материалов. Тут нет принципиальных неясностей, и быть может, зря автор «трактата» напоминает о неисчерпаемости свойств электрона. Электрон и ядра в этих проблемах могут рассматриваться как точечные заряды, движущиеся по уравнению Шредингера – Паули квантовой механики с малыми поправками теории относительности и с еще более малой поправкой на конечный объем ядра. Свойства диа- и парамагнетиков и, с некоторой осторожностью, не зависящие от дефектов структуры кристалла, свойства ферромагнетиков в принципе уже ясны. Очень много известно также о структурных факторах, определяющих вид кривой намагничивания реальных магнитных материалов. Быстрый прогресс физики твердого тела, математических методов проблемы многих тел, изучение других «структурно-чувствительных» свойств твердых тел (например, их механических свойств) обещают выяснение всех неясностей настолько быстро, насколько это диктуется практическими потребностями. Конечно, научная работа в этом направлении очень важна и интересна, обещает большую практическую отдачу.

2. Неизвестно, существуют ли изолированные магнитные полюсы («монополии Дирака»), магнитный аналог электрического заряда. Если не существуют, то почему?

3. Неизвестно, почему волны, переносящие взаимодействие с нулевой массой (фотоны), являются поперечными, электромагнитными, а не продольными, подобно звуковым. В этом случае магнитных явлений не существовало бы.

4. Не изучено действие магнитного поля на живые организмы и другие коллоидные системы. Научные результаты в этой области часто противоречат друг другу и здравому смыслу. Здесь неисчерпаемое поле деятельности для настоящих ученых, лишенных предвзятости и стремления к сенсационным открытиям. Практическое значение таких исследований для биологии и медицины может быть очень велико.

5. Не завершены и исследования сверхпроводимости, одного из важнейших направлений в современной науке и технике, которое может быть отнесено к магнетизму.

6. Нет теории земного и солнечного магнетизма и других магнитных космических явлений.

В заключении одно замечание «личного характера». Вл. Карцев пишет о работе Сахарова с сотрудниками по получению сверхсильных магнитных полей при взрывах. Действительно, я выдвинул в 1951 году идею таких опытов, настаивал

на их постановке. Однако я не экспериментатор, и опыты проводились без моего непосредственного участия. Фамилии основных участников и руководителей этих очень трудных именно в конструкторско-экспериментальном смысле работ указаны в имеющихся публикациях: ДАН СССР 165(1), 65 (1965); УФН 88, 726 (1966).

Кроме того, предложения, аналогичные моему, делались и ранее (как мне стало сейчас известно, например, В.К. Аркадьевым и другими), однако только в 50-х годах экспериментальные исследования сделали возможным осуществление этих идей.

Я надеюсь, что возможности следующего поколения ученых и изобретателей значительно превзойдут существующие сейчас.

Мне кажется, что очень многие с интересом прочтут книгу молодого ученого, кандидата технических наук Вл. Карцева, и свойственное почти каждому изумление и восхищение чудесами магнетизма получат новое подкрепление, что, быть может, в конце концов приведет к рождению новых изобретателей или ученых.

44. ИЗ АНКЕТЫ СЕТИ *

... В каких направлениях следует развивать исследования по проблеме внеземных цивилизаций?

Прежде всего необходимо развивать научно-техническую базу. Нельзя полностью исключить, что мы еще мало знаем и умеем. Нельзя исключить, что есть вопиющие пробелы в наших основных представлениях о пространстве, например о его топологической структуре, и что внеземные цивилизации ведут передачи с учетом этого обстоятельства, а мы «смотрим не в ту сторону». Нельзя также исключить вопиющие пробелы в отношении типов существующих в природе излучений. Еще более вероятно, что наши корреспонденты, используя уже известные нам виды излучений и законы природы, рассчитывают при этом на такой уровень чувствительности приемной аппаратуры, который для нас пока совершенно недоступен по технологическим и экономическим причинам. Однако все эти сомнения не должны расхолаживать нас на пути попыток приема сигналов с постепенным увеличением чувствительности (и стоимости) приемной аппаратуры и расширения методологии поиска. Только так, рано или поздно, можно рассчитывать на успех. При этом я хотел бы отметить важность проектных работ по посылке сигналов, доведенных до конкретного осуществления некоторых проектов. Только так можно понять тонкие аспекты проблемы контактов. Здесь, как и в других делах, эгоисты, в конце концов, оказываются в проигрыше.

* Земля и Вселенная, 1972, №4, с.61.

Каковы возможные последствия контакта?

Заключена ли какая-либо опасность в получении информации от внеземных цивилизаций? Преждевременное, органически не воспринятое знание, в принципе, может быть опасным, однако в применении к такому зрелому организму, как земная цивилизация, при условии постепенного восприятия и поступления информации эти опасности не представляются мне реальными. Создание искусственного «сверхмозга» гораздо более опасно из-за наличия обратной связи, но и в этом случае мне кажется, что опасности «дегуманизации», информационного отравления и т.д. сильно преувеличиваются. Расширение кругозора при получении информации от внечеловеческого интеллекта будет важным, но подсобным, и, по-моему, очень положительным фактором в развитии наших научных знаний, в преодолении наивного антропоморфизма. Но определяющим фактором по-прежнему будут внутренние силы человеческого общества – накопленные знания и навыки, традиции и институты, генетический фонд человечества, материальные производственные силы, состояние земной природной среды. Несколько грубо можно сказать, что умному и доброму всякое дополнительное знание только на пользу, а глупому и злему, обреченному на самоуничтожение, ничто не может ни помочь, ни повредить. Будучи оптимистом, я за настойчивые поиски внеземных цивилизаций . . .

45. МИР ЧЕРЕЗ ПОЛВЕКА *

Статья «Мир через полвека» написана мною весной 1974 года по заказу американского журнала «Сатердей ревью».

Временная грань (2024 г.) носит условный характер – просто я дал себе волю свободно поразмышлять о желаемом будущем, быть может, на самом деле более отдаленном по времени.

Я очень рад появлению моей статьи на страницах советской прессы.

22 октября 1988 г.

Сильные и противоречивые чувства охватывают каждого, кто задумывается о будущем мира через 50 лет – о том будущем, в котором будут жить наши внуки и правнуки. Эти чувства – удрученность и ужас перед клубком трагических опасностей и трудностей безмерно сложного будущего человечества, но одновременно надежда на силу разума и человечности в душах миллиардов людей, которая только одна может противостоять надвигающемуся хаосу. Это также восхищение и живейшая заинтересованность, вызываемые многосторонним и неуправляемым научно-техническим прогрессом современности.

* Вопросы философии, 1989, №1; *Тревога и надежда*, М.: Интер-Версо, 1990, с.73.

Что определяет будущее?

По почти всеобщему мнению, из числа факторов, которые определяют облик мира в ближайшее десятилетие, бесспорными и несомненными являются:

рост населения (к 2024 г. более 7 млрд. человек на планете); истощение природных ресурсов – нефти, природного плодородия почвы, чистой воды и т.п.; серьезное нарушение природного равновесия и среды обитания человека.

Эти три бесспорных фактора создают удручающий фон для любых прогнозов. Но столь же бесспорен и весом еще один фактор – научно-технический прогресс, который накапливал «разбег» на протяжении тысячелетий развития цивилизации и только теперь начинает полностью выявлять свои блистательные возможности.

Я глубоко убежден, однако, что огромные материальные перспективы, которые заключены в научно-техническом прогрессе, при всей их исключительной важности и необходимости, не решают все же судьбы человечества сами по себе. Научно-технический прогресс не принесет счастья, если не будет дополняться чрезвычайно глубокими изменениями в социальной, нравственной и культурной жизни человечества. Внутреннюю духовную жизнь людей, внутренние импульсы их активности трудней всего прогнозировать, но именно от этого зависит в конечном итоге и гибель, и спасение цивилизации.

Самое главное неизвестное в наших прогнозах – это возможность гибели цивилизации и самого человечества в огне большой термоядерной войны. До тех пор, пока существуют термоядерно-ракетное оружие и враждующие, полные недоверия государства и группы государств, эта страшная опасность является самой жестокой реальностью современности.

Но, избегнув большой войны, человечество все же может погибнуть, истощив свои силы в «малых» войнах, в межнациональных и межгосударственных конфликтах, от соперничества и отсутствия согласованности в экономической сфере, в охране среды, в регулировании прироста населения, от политического авантюризма.

Человечеству угрожает упадок личной и государственной морали, проявляющийся уже сейчас в глубоком распаде во многих странах основных идеалов права и законности, в потребительском эгоизме, во всеобщем росте уголовных тенденций, в ставшем международным бедствием националистическом и политическом терроризме, в разрушительном алкоголизме и наркомании. В разных странах причины этих явлений несколько различны. Все же мне кажется, что наиболее глубокая, первичная причина лежит во внутренней бездуховности, при которой личная мораль и ответственность человека вытесняются и подавляются абстрактным и бесчеловечным по своей сущности, отчужденным от личности авторитетом (государственным или классовым, или партийным, или авторитетом вождя – это все не более, чем варианты одной и той же беды).

При современном состоянии мира, когда имеется огромный и имеющий тенденцию увеличиваться разрыв в экономическом развитии различных стран, когда налицо разделение мира на противостоящие друг другу группы государств, – все опасности, угрожающие человечеству, в колоссальной степени увеличиваются.

Значительная доля ответственности за это ложится на социалистические страны. Я должен об этом сказать, так как на меня, как на гражданина влиятельнейшего из социалистических государств, тоже ложится своя часть этой ответственности. Партийно-государственная монополия во всех областях экономической, политической, идеологической и культурной жизни; неизжитый груз скрываемых кровавых преступлений недавнего прошлого; перманентное подавление инакомыслия; лицемерно самовосхваляющая, догматическая и часто националистическая идеология; закрытость этих обществ, препятствующих свободным контактам их граждан с гражданами любых других стран; формирование в них эгоистического, безнравственного, самодовольного и лицемерного правящего бюрократического класса – все это создает ситуацию, не только неблагоприятную для населения этих стран, но и опасную для всего человечества. Население этих стран в значительной степени унифицировано в своих стремлениях пропагандой и некоторыми несомненными успехами, частично развращено приманками конформизма, но в то же время оно страдает и раздражено из-за постоянного отставания от Запада и реальных возможностей в материальном и социальном прогрессе. Бюрократическое руководство по своей природе не только неэффективно в решении текущих задач прогресса, оно еще, кроме того, всегда сосредоточено на сиюминутных, узкогрупповых интересах, на ближайшем докладе начальству. Такое руководство плохо способно на деле заботиться об интересах будущих поколений (например, об охране среды), а главным образом может лишь говорить об этом в парадных речах.

Что противостоит (или может противостоять, должно противостоять) разрушительным тенденциям современной жизни? Я считаю особенно важным преодолением распада мира на антагонистические группы государств, процесс сближения (конвергенции) социалистической и капиталистической систем, сопровождающийся демилитаризацией, укреплением международного доверия, защитой человеческих прав, закона и свободы, глубоким социальным прогрессом и демократизацией, укреплением нравственного, духовного, личного начала в человеке.

Я предполагаю, что экономический строй, возникший в результате этого процесса сближения, должен представлять собой экономику смешанного типа, соединяющую в себе максимум гибкости, свободы, социальных достижений и возможностей общемирового регулирования.

Очень большой должна быть роль международных организаций – ООН, ЮНЕСКО и др., в которых я хотел бы видеть зачаток мирового правительства, чуждого каких-либо целей, кроме общечеловеческих.

Но необходимо как можно скорей осуществить существенные промежуточные, возможные уже сейчас шаги. По моему мнению, это должно быть расширение деятельности по экономической и культурной помощи развивающимся странам, в особенности помощи в решении продовольственных проблем и в создании экономически активного, духовно здорового общества; это создание международных консультативных органов, следящих за соблюдением прав человека в каждой

стране и за сохранением среды. И самое простое, насущное – повсеместное прекращение таких недопустимых явлений, как любые формы преследования инакомыслия; повсеместный допуск уже существующих международных организаций (Красного Креста, Всемирной организации здравоохранения, «Эмнести интернешнл» и др.) туда, где можно предполагать нарушение прав человека, в первую очередь в места заключения и психиатрические тюрьмы; демократическое решение проблемы свободы перемещения по планете (эмиграции, реэмиграции, личных поездок).

Решение проблемы свободы перемещения по планете особенно существенно для преодоления закрытости социалистических обществ, для создания атмосферы доверия, для сближения правовых и экономических стандартов в разных странах.

Я не знаю, понимают ли до конца люди на Западе, что представляет собой сейчас декларируемая свобода туризма в социалистических странах, – как много в этом показного, казенщины, жесточайшей регламентации. Для немногих, пользующихся доверием, подобные поездки чаще всего просто оплаченная конформизмом притягательнейшая возможность приодеться «по-западному», вообще войти в элиту. Я уже много писал о проблемах отсутствия свободы перемещения, но это тот Карфаген, который должен быть разрушен.

Я хочу еще раз подчеркнуть, что борьба за права человека – это и есть реальная сегодняшняя борьба за мир и будущее человечества. Именно поэтому я считаю, что основой деятельности всех международных организаций должна стать Всеобщая декларация прав человека, в том числе основой деятельности провозгласившей ее 25 лет назад Организации Объединенных Наций.

Гипотезы о техническом облике будущего

Во второй части я изложу некоторые футурологические гипотезы, в основном научно-технического характера. Большинство из них уже публиковалось в той или иной форме, и я не выступаю тут ни как автор, ни как эксперт. Моя цель другая – попытаться набросать общую картину технических аспектов будущего. Естественно, что эта картина является весьма гипотетической и субъективной, а местами условно-фантастической. Я не считал себя при этом слишком связанным датой 2024 года, то есть писал не о сроках, а о возможных, по моему мнению, тенденциях. Предсказатели недавнего прошлого чаще всего завьшали сроки своих прогнозов, но для современных футурологов нельзя исключить и обратной ошибки.

Я предполагаю постепенное (далеко не завершенное к 2024 г.) выделение из перенаселенного, плохо приспособленного для жизни людей и сохранения природы индустриального мира двух типов территорий. Назову их условно: «Рабочая территория» (РТ) и «Заповедная территория» (ЗТ). Большая по площади «Заповедная территория» предназначена для поддержания природного равновесия на Земле, для отдыха людей и активного восстановления равновесия в самом человеке. На «Рабочей территории» (меньшей по площади и с гораздо большей средней плотностью населения) люди проводят большую часть своего времени, ведется

интенсивное сельское хозяйство, природа полностью преобразована для практических нужд, сосредоточена вся промышленность с гигантскими автоматическими и полуавтоматическими заводами, почти все люди живут в «сверхгородах», в центральной части которых многоэтажные дома-горы с обстановкой искусственного комфорта – искусственного климата, освещения, автоматизированных кухонь, голографических стен-пейзажей и т.п. Однако большую часть этих городов составляют пригороды, растянувшиеся на десятки километров. Я рисую себе эти пригороды будущего по образцу наиболее благополучных сейчас стран – застроенными семейными домиками-коттеджами с садами, огородами, детскими учреждениями, спортплощадками, купальными бассейнами, со всеми предприятиями быта и современным городским комфортом, с бесшумным и удобным общественным транспортом, с чистым воздухом, с кустарным и художественным производством, со свободной и разнообразной культурной жизнью.

Несмотря на довольно высокую среднюю плотность населения, жизнь в РТ при разумном расширении социальных и межгосударственных проблем может быть ничуть не менее здоровой, естественной и счастливой, чем жизнь человека из средних классов в современных развитых странах, то есть гораздо более здоровой, чем это доступно подавляющему большинству наших современников. Но у человека будущего, как я надеюсь, будет возможность часть своего времени, хотя и меньшую, проводить в еще более «естественных» условиях ЗТ. Я предполагаю, что в ЗТ люди тоже живут жизнью, имеющей реальную общественную цель, – они не только отдыхают, но и трудятся руками и головой, читают книги, размышляют. Они живут в палатках или домах, построенных ими, как дома их предков. Они слышат шум горного ручья и просто наслаждаются тишиной, красотой дикой природы, лесов, неба и облаков. Основная их работа – помочь сохранению природы и сохранению самих себя.

Условный числовой пример. Площадь РТ – 30 млн. кв. км, средняя плотность населения – 300 человек на 1 кв. км. Площадь ЗТ – 80 млн. кв. км, средняя плотность населения – 25 человек на 1 кв. км. Общее население Земли – 11 млрд. человек, люди около 20% своего времени проводят в ЗТ.

Естественным расширением РТ явятся «летающие города» – искусственные спутники Земли, выполняющие важные производственные функции. На них сосредоточена гелиоэнергетика, возможно, значительная часть ядерных и термоядерных установок с лучистым охлаждением энергетических холодильников, что даст возможность избежать теплового перегрева Земли; это предприятия вакуумной металлургии, парникового хозяйства и т.п.; это космические научные лаборатории, промежуточные станции для дальних полетов. Как под РТ, так и под ЗТ – широкое развитие подземных городов – для сна, развлечений, для обслуживания подземного транспорта и добычи полезных ископаемых. Я предполагаю индустриализацию, механизацию и интенсификацию земледелия (в особенности в РТ) не только с самым широким использованием классических типов удобрений, но и с постепенным созданием искусственной сверхпродуктивной почвы, с повсеместным применением обильного орошения, в северных районах – широ-

чайшее развитие парникового хозяйства с использованием подсветки, подогрева почвы, электрофореза, возможно, и других физических методов воздействия. Конечно, сохранится и даже усилится первостепенная, решающая роль генетики и селекции. Таким образом, «зеленая революция» последних десятилетий должна продолжаться и развиваться. Возникнут также новые формы земледелия – морское, бактериальное, микроводорослевое, грибное и т.п. Поверхность океанов, Антарктиды, а в дальнейшем, возможно, Луны и планет будет постепенно втягиваться в орбиту земледелия.

Сейчас очень острой проблемой в области питания является белковый голод, от которого страдают многие сотни миллионов людей. Решение этой проблемы за счет расширения объема животноводства в перспективе невозможно, так как уже сейчас производство кормов поглощает около 50% продукции земледелия. Более того, многие факторы, и в том числе задачи сохранения среды, толкают на сокращение животноводства. Я предполагаю, что в течение ближайших десятилетий будет создана мощная промышленность производства заменителей животного белка, в частности производство искусственных аминокислот, главным образом для обогащения продуктов растительного происхождения, что приведет к резкому сокращению животноводства.

Почти столь же радикальные изменения должны произойти в промышленности, энергетике и быте. В первую очередь, задачи сохранения среды обитания диктуют повсеместный переход на замкнутый по отходам цикл, с полным отсутствием вредных и засоряющих отходов. Гигантские технические и экономические проблемы, связанные с таким переходом, могут быть решены лишь в международном масштабе (так же как проблемы перестройки сельского хозяйства, демографические проблемы и т.п.).

Другой чертой промышленности, как и всего общества будущего, будет гораздо более широкое, чем сейчас, использование кибернетической техники.

Я предполагаю, что параллельное развитие полупроводниковой, магнитной, электронно-вакуумной, фотоэлектронной, лазерной, криотронной, газодинамической и иной кибернетической техники приведет к огромному возрастанию ее потенциальных и экономически-технических возможностей.

В области промышленности можно предполагать большую степень автоматизации и гибкости, «перестраиваемости» производства – в зависимости от спроса и потребностей общества в целом. Такая перестраиваемость промышленности будет иметь далеко идущие социальные последствия. В идеале можно думать, в частности, о преодолении социально-вредных и пагубных для сохранения ресурсов и среды явлений искусственной стимуляции «сверхспроса», которые сейчас имеют место в развитых странах и частично связаны с консерватизмом массового производства.

В бытовой технике все большую роль будут играть простейшие автоматы.

Но особенную роль будет играть прогресс в области связи и информационной службы.

Одним из первых этапов этого прогресса представляется создание единой

всемирной телефонной и видеотелефонной системы связи. В перспективе, быть может, позднее, чем через 50 лет, я предполагаю создание всемирной информационной системы (ВИС), которая и сделает доступным для каждого в любую минуту содержание любой книги, когда-либо и где-либо опубликованной, содержание любой статьи, получение любой справки. ВИС должна включать индивидуальные миниатюрные запросные приемники-передатчики, диспетчерские пункты, управляющие потоками информации, каналы связи, включающие тысячи искусственных спутников связи, кабельные и лазерные линии. Даже частичное осуществление ВИС окажет глубокое воздействие на жизнь каждого человека, на его досуг, на его интеллектуальное и художественное развитие. В отличие от телевизора, который является главным источником информации многих из наших современников, ВИС будет представлять каждому максимальную свободу в выборе информации и требовать индивидуальной активности.

Но поистине историческая роль ВИС будет в том, что окончательно исчезнут все барьеры обмена информацией между странами и людьми. Полная доступность информации, в особенности распространенная на произведения искусства, несет в себе опасность их обесценивания. Но я верю, что это противоречие будет как-то преодолено. Искусство и его восприятие всегда настолько индивидуальны, что ценность личного общения с произведением и артистом сохраняются. Также сохранит свое значение книга, личная библиотека – именно потому, что они несут в себе результат личного индивидуального выбора, и в силу их красоты и традиционности в хорошем смысле этого слова. Общение с искусством и с книгой навсегда останется праздником.

Об энергетике. Я уверен, что в течение 50 лет сохранится и даже возрастет значение энергетике, основанной на сжигании угля на гигантских электростанциях с полным поглощением вредных отходов. В то же время, несомненно, огромное значение получит атомная энергетика и к концу этого периода – термоядерная энергетика. Проблема «захоронения» отходов атомной энергетике – уже сейчас чисто экономическая, и в перспективе это будет не более сложно и дорого, чем столь же необходимое в будущем извлечение сернистого газа и окислов азота из топочных газов тепловых электростанций.

О транспорте. В области семейно-индивидуального транспорта, который в основном будет применяться в ЗТ, на смену автомобилю, по моим предположениям, придет аккумуляторная повозка на шагающих «ногах», не нарушающих травяного покрова и не требующих асфальтовых дорог. Для основных грузовых и пассажирских перевозок – гелиевые дирижабли с атомным двигателем и, главным образом, быстроходные поезда с атомным двигателем на эстакадах и в туннелях. В ряде случаев, в особенности в городском транспорте, получит распространение погрузка и выгрузка на ходу с использованием специальных подвижных «промежуточных» устройств (движущиеся тротуары, подобные описанным в романе Герберта Уэллса «Когда спящий проснется», разгрузочные вагоны на параллельных путях и т.п.).

О науке, новейшей технике, космических исследованиях. В научных исследова-

ниях еще большее значение, чем теперь, получит теоретическое вычислительное «моделирование» многих сложных процессов. Использование вычислительных машин с большим объемом памяти и быстродействием (машины параллельного действия, возможно, фотоэлектронные или чисто оптические, с логическим оперированием информационными полями-картинами) даст возможность решить многомерные задачи, задачи с большим числом степеней свободы, квантово-механические и статистические задачи многих тел и т.п. Примеры подобных задач: прогноз погоды, магнитная газодинамика Солнца, Солнечной короны и других астрофизических объектов, расчеты органических молекул, расчеты элементарных биофизических процессов, расчеты свойств твердых и жидких тел, жидких кристаллов, расчеты свойств элементарных частиц, космологические расчеты, расчеты «многомерных» производственных процессов, например, в металлургии и химической промышленности, сложные экономические и социологические расчеты и т.п. Хотя вычислительное моделирование ни в коем случае не может и не должно заменить эксперимент и наблюдения, оно дает тем не менее огромные дополнительные возможности развития науки. Например, это великолепная возможность контроля правильности теоретического объяснения того или иного явления.

Возможно, будут достигнуты успехи в синтезе веществ, обладающих сверхпроводимостью при комнатной температуре. Такое открытие означало бы революцию в электротехнике и многих других областях техники, например в транспорте (сверхпроводящие рельсы, на которых повозка скользит без трения на магнитной «подушке»; конечно, сверхпроводящими могут быть, наоборот, полозья повозки, а рельсы – магнитными).

Я предполагаю, что достижения физики и химии (быть может, с использованием математического моделирования) позволят не только создать синтетические материалы, превосходящие природные по всем существенным свойствам (тут первые шаги уже сделаны), но и воспроизвести искусственно многие уникальные свойства целых систем живой природы. Можно представить себе, что в автоматах будущего будут применяться экономичные и легко управляемые искусственные «мускулы» из обладающих свойством сокращаемости полимеров, что будут созданы высокочувствительные анализаторы органических и неорганических примесей в воздухе и воде, работающие по принципу искусственного «носа», и т.п. Я предполагаю, что возникнет производство искусственных алмазов из графита при помощи специальных подземных ядерных взрывов. Алмазы, как известно, играют очень важную роль в современной технике, и более дешевое их производство может еще более способствовать этому.

Еще более важное место, чем сейчас, в науке будущего должны занять космические исследования. Я предполагаю расширение попыток установления связи с инопланетными цивилизациями. Это – попытки принять сигналы от них во всех известных видах излучений, а одновременно проектирование и осуществление собственных излучающих установок. Это – поиски в космосе информационных снарядов инопланетных цивилизаций. Информация, полученная «извне», может

оказать революционизирующее воздействие на все стороны человеческой жизни – на науку, технику, может быть полезной в смысле обмена социальным опытом. Бездействие в этом направлении, несмотря на отсутствие каких-либо гарантий успеха в обозримом будущем, было бы неразумным.

Я предполагаю, что мощные телескопы, установленные на космических научных лабораториях или на Луне, дадут возможность увидеть планеты, обращающиеся вокруг ближайших звезд (альфа Центавра и других). Атмосферные помехи делают нецелесообразным увеличение зеркал наземных телескопов сверх уже существующих.

Вероятно, к концу 50-летия начнется хозяйственное освоение поверхности, а также использование астероидов. Произведя на поверхности астероидов взрывы специальных атомных зарядов, возможно, удастся управлять их движением, направлять их «поближе» к Земле.

Я изложил некоторые свои предположения о будущем науки и техники. Но я почти полностью обошел то, что составляет самое сердце науки и часто оказывается наиболее значительным по практическим последствиям, – наиболее абстрактные теоретические исследования, порождаемые неистощимой любознательностью, гибкостью и мощью человеческого разума. В первой половине XX века такими исследованиями явились создание специальной и общей теории относительности, создание квантовой механики, раскрытие строения атома и атомного ядра. Открытия такого масштаба всегда были и будут непредсказуемы. Единственное, на что я могу рискнуть, да и то с большими сомнениями, это назвать несколько достаточно широких направлений, в которых по моему мнению, возможны особенно важные открытия. Исследования в области теории элементарных частиц и в области космологии могут привести не только к большому конкретному прогрессу в уже существующих областях исследований, но и к формированию совершенно новых представлений о структуре пространства и времени. Большие неожиданности могут принести исследования в области физиологии и биофизики, в области регулирования жизненных функций, в медицине, в социальной кибернетике, в общей теории самоорганизации. Каждое крупное открытие окажет прямо или косвенно глубочайшее влияние на жизнь человечества.

Неизбежность прогресса

Мне кажется неизбежным продолжение и развитие основных существующих сейчас тенденций научно-технического прогресса. Я не считаю это трагичным по своим последствиям, несмотря на то что мне не совсем чужды опасения тех мыслителей, которые придерживаются противоположной точки зрения.

Рост населения, истощение природных ресурсов – это все такие факты, которые делают абсолютно невозможным возвращение человечества к так называемой «здоровой» жизни прошлого (на самом деле очень тяжелой, часто жестокой и безрадостной) – даже если бы человечество этого захотело и могло осуществить в условиях конкуренции и всевозможных экономических и политических трудно-

стей. Разные стороны научно-технического прогресса – урбанизация, индустриализация, механизация и автоматизация, применение удобрений и ядохимикатов, рост культуры и возможностей досуга, прогресс медицины, улучшение питания, снижение смертности и продление жизни – теснейшим образом между собой связаны, и нет никакой возможности «отменить» какие-то направления прогресса, не разрушая всей цивилизации в целом. Только гибель цивилизации в огне всемирной термоядерной катастрофы, от голода, эпидемий, всеобщего разрушения – может обратить вспять прогресс, но надо быть безумцем, чтобы желать такого исхода.

Сейчас в мире неблагополучно в самом прямом, самом грубом смысле слова, голод и преждевременная смерть непосредственно угрожают множеству людей. Поэтому сейчас первой задачей истинно человеческого прогресса является противостоять именно этим опасностям, и всякий другой подход явился бы непростительным снобизмом. При всем том я не склонен абсолютизировать одну только технико-материальную сторону прогресса. Я убежден, что «сверхзадачей» человеческих институтов, и в том числе прогресса, является не только уберечь всех родившихся людей от излишних страданий и преждевременной смерти, но и сохранить в человечестве все человеческое – радость непосредственного труда умными руками и умной головой, радость взаимопомощи и доброго общения с людьми и природой, радость познания и искусства. Но я не считаю непреодолимым противоречие между этими задачами. Уже сейчас граждане более развитых, индустриализованных стран имеют больше возможностей нормальной здоровой жизни, чем их современники в более отсталых и голодающих странах. И уж во всяком случае прогресс, спасающий людей от голода и болезней, не может противоречить сохранению начала активного добра, которое есть самое человеческое в человеке.

Я верю, что человечество найдет разумное решение сложной задачи осуществления грандиозного, необходимого и неизбежного прогресса с сохранением человеческого в человеке и природного в природе.

46. РЕЦЕНЗИЯ НА КНИГУ Ф. ДАЙСОНА «ТРЕВОЖА ВСЕЛЕННУЮ» *

Послевоенные годы отмечены серьезными достижениями во многих областях теоретических наук. Казалось, что молодые и не совсем молодые ученые, которые мечтали о научном творчестве, стремились наверстать упущенное время. Среди них были и Фримен Дайсон, имя которого известно теперь всем физикам-теоретикам.

В увлекательной главе «Научное ученичество» из книги «Тревожа Вселенную» Дайсон рассказывает, как под руководством выдающегося физика и педагога Ганса Бете начиналась его жизнь в науке. Он вспоминает о поразившей его

* Вашингтон Пост, 23 сентября 1979 г. Обратный перевод с английского М.Ш. Шабад.

неформальной обстановке в американских университетах, которая так сильно отличалась от обстановки в университетах его родной Англии; рассказывает о незабываемых, так много давших ему многочасовых беседах с профессором за ленчем в кафетерии, о девяти месяцах непрерывной изнурительной работы за письменным столом. Дайсон одним из первых занялся разработкой основных проблем квантовой теории поля. Работы в этой области принесли ему раннюю и заслуженную известность. Впоследствии он сделал значительный вклад в различные области ядерной физики, в разработку теории ракетостроения и в астрофизику. Теперь он написал книгу философских размышлений.

В этой книге блистательно обсуждаются различные вопросы философии и этики, особенно вопросы этики науки и проблемы вооружений и, соответственно, проблемы разоружения, основные вопросы технологического прогресса и надвигающегося – неизбежного по мнению Дайсона – распространения нашей цивилизации во Вселенной. Можно спорить с автором, можно не соглашаться с ним и даже временами считать его наивным, но нельзя отказать ему в последовательности, логике и абсолютной честности. Некоторые считают размышления об абстрактных идеях и о далеком будущем пустой тратой времени. Таким людям не стоит братья за книгу Дайсона – они с презрительной усмешкой отложат ее в сторону, точно так же, как отбросили бы, например, гипотетические рассуждения родоначальника ракетостроения Константина Циолковского. Но люди с другими представлениями будут читать ее с неослабевающим интересом.

Книга написана в форме воспоминаний; это лаконичные, но содержательные рассказы об этических, научных и практических проблемах, с которыми сталкивался автор, о его мыслях, сомнениях, ошибках; о людях, с которыми он работал, встречался или виделся. Среди этих людей Ганс Бете и Ричард Фейнман, Эдвард Теллер и Роберт Оппенгеймер, Джордж Мини и Мартин Лютер Кинг. Портреты этих людей точны и доброжелательны. Даже рассказывая о таких людях, как Оппенгеймер и Теллер, Дайсон находит слова, дающие нам возможность понять и непредвзято оценить мотивы их поступков в трагическом и противоречивом мире, в мире конфронтации и моральных сомнений. Книга написана очень живо, в нее включен ряд мало известных фактов, которые могут быть интересны широкому кругу читателей. Дайсон не предполагает, что его читатели обладают предварительными научными знаниями.

Чтобы дать общее представление о характере оценок Дайсона, я приведу несколько его наблюдений: «Экипажи бомбардировщиков – это один из ранних примеров зла, добавленного наукой и технологией к прежнему злу солдатчины». В главе, названной «Детский крестовый поход», он рассказывает, как он был членом экипажа бомбардировщика в Королевском военно-воздушном флоте, о своих моральных переживаниях и сомнениях, о том как приводила к гибели многих экипажей бюрократическая тупость и инертность.

В главе «Этика защиты» Дайсон пишет: «Где-то посередине, между проповедью непротивления злу насилием и стратегией Взаимного Безусловного Уничтожения должна же быть позиция, которая допускает убийство в целях само-

обороны, но запрещает убийственное уничтожение невинных». Всем сердцем и душой я поддерживаю этот тезис, но мне кажется, что такого рода общие принципы заведомо недостаточны при принятии решений в конкретных противоречивых условиях глобальной конфронтации, так же как и при формировании личной позиции, которая могла бы оказывать влияние на события в мире. Дайсон поддерживает призыв Джона Кеннана отказаться от «принципа упреждающего ядерного удара», как аморального и в условиях современного Запада ведущего к опасной самоуспокоенности в отношении обычных вооружений. Не могу не согласиться с такой позицией. Я всегда выступал за паритет сил во всех основных типах вооружений и во всех точках конфронтации. Плодотворное обсуждение проблем разоружения возможно только при такой исходной позиции.

Отвлекусь от текста, но не от духа книги Дайсона, чтобы сказать здесь, что я поддерживаю договор ОСВ–II, но только при непременном условии устранения слабых позиций в американской системе стратегических вооружений. Особенно необходимым представляется строительство более мощных ракет и развитие мобильных систем. После того как Соединенные Штаты достигнут паритета с Советским Союзом и будет заключен договор ОСВ–II, супердержавы смогут начать продвигаться дальше к ОСВ–III и к значительному сокращению термоядерных вооружений. Эти действия вместе с отказом от «принципа упреждающего удара» уменьшают опасность уничтожения цивилизации в термоядерной войне.

Вернемся к книге Дайсона и к главе «Этика защиты». Читаем: «В конце концов выживание человеческого общества на этой планете возможно при соблюдении одного из двух условий: или мы создаем что-то вроде мирового правительства, обладающего монопольным правом на вооружения; или достигаем стабильного разделения мира на независимые суверенные государства, вооруженные силы которых предназначены исключительно для защиты собственной территории». Дайсон явно предпочитает второй вариант. В других главах он размышляет о стремлении человечества к разнообразным формам развития, как одной из основ эволюции цивилизации и важнейшей духовной потребности человека (в частности, он возражает против введения международного языка). Хотя я согласен с автором, когда он защищает разнообразие (плюрализм) во всех областях человеческой деятельности – идеологии, культуры, политики, экономики, – у меня очень большие сомнения насчет его утверждения о стабильности, которая может возникнуть в результате равновесия сил отдельных государств или групп государств, что бы они официально ни заявляли о своей «неагрессивности». Искушение нарушить мир может оказаться слишком сильным, а последствия слишком трагичными для человечества. Поэтому, несмотря на то, что у меня имеются серьезные опасения по этому поводу, я все же за первый вариант, за мировое правительство, хотя бы в отдаленном будущем.

Значительную часть книги занимают проблемы этики науки и прогресса. В различных ее частях автор касается многих действительно острых проблем научной этики. Очень искренне он рассказывает о своих успехах и неудачах, о сомнениях и ошибках. Особенно интересны те части книги, в которых он делится

своим личным опытом. Я очень внимательно читал их, невольно сравнивая рассказы Дайсона с эпизодами из моей жизни.

То, что человеческая цивилизация выйдет во Вселенную, не вызывает у Дайсона никаких сомнений. Но произойдет это не в результате борьбы с надвигающимся перенаселением Земли – эта проблема должна быть решена здесь; человечество будет искать возможность разнообразить свою жизнь – автор придает этому особое значение. Мы выйдем в околоземное пространство, чтобы улучшить условия жизни на Земле, чтобы обеспечить неуязвимость нашей цивилизации, уберечь ее от возможной гибели в результате политической, экологической или астрофизической катастрофы.

Рассуждая о прогрессе, Дайсон различает два типа технологии: «серая» технология, базирующаяся в основном на достижениях физики и техники и чуждая окружающей среде; и «зеленая» технология, развивающая прежде всего достижения биологии, имитирующая живую природу и гармонично интегрирующаяся в окружающую среду. Автор убежден, что будущее принадлежит «зеленой» технологии (конкретные примеры вы найдете в книге). Но Дайсон не отказывается полностью от «серой» технологии (чему я очень рад), потому что она является необходимым (временным по его мнению) средством для скорейшего решения некоторых наиболее насущных проблем прогресса и благополучия.

Дайсон размышляет об использовании ядерных взрывов в астронавтике; об опасностях, связанных с кустарным изготовлением атомных бомб и о терроризме; о возможности овладения космосом частным образом, в стиле ранних американских пионеров; об основных философских проблемах смысла жизни, о свободе и необходимости; об уникальности задач космических исследований. Все эти проблемы продуманы и блистательно разработаны.

Нет сомнения, что книгу Фримена Дайсона будут читать с одинаковым интересом и люди с опытом, и молодежь.

47. ПОСЛЕСЛОВИЕ К СТАТЬЕ Я.Б. ЗЕЛЬДОВИЧА

«ВОЗМОЖНО ЛИ ОБРАЗОВАНИЕ ВСЕЛЕННОЙ «ИЗ НИЧЕГО»?»*

2 декабря 1987 г. скоропостижно скончался выдающийся советский физик академик Я.Б. Зельдович. Его 56-летняя необыкновенно плодотворная научная деятельность охватывает такие разнородные области, как химическая физика, теория элементарных частиц, работы по реактивному, ядерному и термоядерному оружию и – в последние 25 лет – по астрофизике и космологии. Очень велики заслуги Зельдовича как учителя молодых ученых, автора монографий, популярных статей и обзоров.

* К статье Я.Б. Зельдовича *Возможно ли образование Вселенной «Из ничего»? Природа*, 1988, №4, с.16.

Об одном из них¹ особенно уместно здесь вспомнить, так как его тема недавно обсуждалась на страницах журнала². Речь идет о так называемой «релятивистской теории гравитации» (РТГ), авторы которой пытаются противопоставить ее общей теории относительности Эйнштейна (ОТО). Зельдович и Гришук убедительно показали, что фактически речь идет об эквивалентной формулировке уравнений теории Эйнштейна, а не о новой теории. В РТГ вводится, наряду с искривленным пространством Римана, вспомогательное плоское пространство. Однако неправомерно интерпретировать величины, определенные в терминах этого пространства, в качестве наблюдаемых. Неправильно утверждение авторов РТГ о неоднозначности выводов ОТО. Необоснован и отказ от рассмотрения иных, чем у мира Минковского, топологических структур пространства-времени, в частности от рассмотрения космологической модели замкнутой Вселенной. Именно эта модель представляется наиболее правдоподобной. Она обсуждается в данной статье Зельдовича.

Работы Зельдовича в значительной степени способствовали возникновению нового научного направления, лежащего на стыке теории элементарных частиц, астрофизики и космологии. Вся Вселенная при этом выступает в качестве гигантской лаборатории (или полигона) для проверки следствий современных теорий и гипотез о природе элементарных частиц и пространств, в том числе в той области энергий и масштабов, которые пока недоступны ускорителям.

Зельдович ставит задачу построения полной космологической теории ранней Вселенной, описывающей самую первую, «квантово-гравитационную» стадию расширяющейся Вселенной и отвечающей на вопрос – как возникли качественные и количественные особенности строения Вселенной, проявляющиеся на более поздней стадии, почему Вселенная именно такова, какой мы ее наблюдаем. Полная космологическая теория глубочайшим образом связана с построением единой теории всех существующих взаимодействий элементарных частиц, т.е. электромагнитных, слабых, сильных и гравитационных взаимодействий; как предполагается, такая теория должна включать глубокий пересмотр представлений о структуре пространства на так называемом квантово-гравитационном масштабе (это масштаб порядка 10^{-33} см в пространстве и порядка 10^{-44} с для возраста Вселенной), для которого необходимо рассматривать квантово-гравитационные эффекты. Пока мы лишь приближаемся к пониманию всех этих самых фундаментальных вопросов о Природе. Есть много идей, много надежд, проделана и делается колоссальная работа, но, вероятно, еще гораздо больший путь впереди, может быть, бесконечный. . .

Последняя статья Зельдовича, написанная, как всегда, очень живо, ясно и доходчиво, вводит читателя в эту волнующую, головокружительную проблематику.

Аргументация Зельдовича в статье сильна и убедительна. Все же само состояние нашего знания сегодня таково, что некоторые утверждения являются

¹Я.Б. Зельдович, Л.П. Гришук, *Тяготение, ОТО и альтернативные теории*, УФН 149 (4), 695–707 (1986).

²А.А. Логунов, *Релятивистская теория гравитации*, Природа, 1987, №1, с. 36–47.

гипотетическими, и не исключено, что в действительности все обстоит иначе. Зельдович неоднократно повторяет это. Позволю себе со своей стороны добавить еще несколько замечаний в том же направлении.

В статье излагаются представления, согласно которым наблюдаемая барионная асимметрия Вселенной (и «скрытая» лептонная асимметрия) возникли на ранней (неравновесной) стадии расширения Вселенной вследствие *различия свойств частиц и античастиц* и отсутствия в природе точного закона сохранения числа барионов и лептонов. При этом как бы подразумевается, что барионная асимметрия имеет одинаковый знак не только в наблюдаемой нами области Вселенной, а вообще во всей Вселенной. Но на самом деле кажется наиболее правдоподобным, что различие свойств частиц и античастиц само носит вторичный характер и возникает из-за неустойчивости в системе взаимодействующих квантовых полей на ранней стадии эволюции (расширения) Вселенной. Поэтому в разных областях Вселенной, пространственно удаленных друг от друга и вероятно, очень больших (миллиарды световых лет), различие свойств частиц и античастиц и, соответственно, барионная асимметрия могут иметь разный знак. Предполагается, что в наблюдаемой нами части Вселенной есть только вещество, но где-то «много дальше» лежат антибарионные области (состоящие из антивещества, в частности из антипротонов, антинейтронов и позитронов). В замкнутой Вселенной суммарные объемы барионных и антибарионных областей, вообще говоря, различны и даже не исключено, что вся Вселенная состоит из одной барионной области. Подчеркнем, что вся эта картина совершенно отлична от предполагающейся ранее некоторыми авторами в рамках модели с сохранением барионного заряда, пространственным разделением барионов и антибарионов при помощи каких-то неизвестных гипотетических процессов.

Другое замечание относится к гипотезе пульсирующей Вселенной. Безусловно правильно, что в ходе сжатия Вселенной можно ожидать огромной неустойчивости, нарушения однородности и изотропии. Но это само по себе не исключает возможности в будущем бесконечного числа пульсаций (циклов расширения и сжатия Вселенной). При этом не исключено также, что существуют «выравнивающие» механизмы (типа вязкости), и хотя бы в некоторых пульсациях Вселенная будет качественно похожей на нашу («не исключено» означает, что мы не можем на теперешнем уровне знаний ни опровергнуть, ни обосновать эти возможности).

Я писал о пульсациях в будущем. Но можно ли представить себе такую модель Вселенной, которая приводит к бесконечной последовательности пульсаций, продолжаемой и в будущее, и в *прошлое*? По-видимому, существует по крайней мере один вариант. Рассмотрим пространственно-плоскую бесконечную Вселенную. Предположим, что в уравнениях общей теории относительности присутствует член с так называемой космологической постоянной. Еще Эйнштейн постулировал в одной из работ наличие такого члена с положительной космологической постоянной. Мы предполагаем, что космологическая постоянная отрицательна, что эквивалентно «самопритяжению» вакуума и приводит к периодическим пульсациям Вселенной. При этом, так как объем Вселенной, радиус ее кривизны

и энтропия бесконечны, происходящий, согласно второму началу термодинамики, рост энтропии не обуславливает каких-либо качественных различий между пульсациями.

Наиболее интересна рассматриваемая в статье Зельдовича модель замкнутой Вселенной. В этом случае энтропия конечна и закон ее возрастания, по-видимому, исключает возможность экстраполировать историю Вселенной в бесконечное прошлое. Однако и тут существует «лазейка». Можно предположить, что числовая ось времени представляет собой бесконечную в обе стороны прямую, при этом в одной ее точке энтропия Вселенной равна нулю. Для определенности предположим, что в этот момент Вселенная существует в виде очень маленького замкнутого объема, например трехмерной сферы (представляющей собой трехмерное обобщение известной всем с детства двумерной сферы). Нулевую энтропию имеет, по определению, вакуум.

В современных теориях поля (об этом пишет Зельдович в своей статье) вакуум может существовать в нескольких состояниях: с равной нулю плотностью энергии – это «обычный» вакуум, а также с положительной плотностью энергии и отрицательным давлением – это «ложный» вакуум, обладающий свойством «самоотталкивания». «Ложный» вакуум неустойчив и за некоторое время переходит в «обычный» с образованием различных частиц и полей и соответствующим увеличением энтропии. Пока «ложный» вакуум существует, Вселенная расширяется по экспоненциальному закону, а точнее, в окрестности нулевой точки – по закону гиперболического косинуса. Вся картина качественно симметрична относительно нулевой точки. Особенно существенно, что энтропия автоматически возрастает при удалении от особой точки *в обе стороны*. Ведь энтропия, по самому своему определению, положительная величина! Таким образом, мы имеем как бы две невзаимодействующие Вселенные, существующие независимо друг от друга, с обратным ходом времени в одной Вселенной по отношению к другой. В 1967 г. я описал подобную ситуацию, употребив термин «поворот стрелы времени»³. Предполагать «рождение» Вселенной в такой модели, вероятно, нет необходимости, но оно не исключено.

Все это я пишу не для того, чтобы бросить тень на идею квантового рождения Вселенной в особой точке времени, а чтобы указать на большую неопределенность в нашем понимании ситуации. Эта неопределенность носит глубоко принципиальный даже философский характер. Философски острым является, в частности, вопрос о так называемом антропном принципе, объясняющем особенности нашей Вселенной тем, что только в такой Вселенной могла возникнуть разумная жизнь, в отличие от бесконечного числа других, спонтанно возникающих «мертвых» Вселенных.

В статье Зельдовича показано, что, по крайней мере, *нет препятствий* к квантовому рождению Вселенной со стороны основных физических законов сохранения. Вселенная при этом должна быть замкнутой (иметь конечный объем).

³ А.Д. Сахаров, Письма ЖЭТФ 5, 32–35 (1967).

XI

ПЕРСОНАЛИИ, ПИСЬМА

48. ЧЕРНОВИКИ ПИСЕМ ДЖ.А. УИЛЕРУ *

1.

Дорогой д-р Уилер!

Я получил Ваше письмо с любезно приложенным оттиском о сверхпространстве; ранее я также получил еще один экземпляр этого оттиска и книгу «Einstein's vision». Манера изложения в этих работах доставляет большое удовольствие при чтении даже тому, кто не вполне разделяет Ваши концепции. Мною много лет владеет мечта понять аннигиляцию протона и антипротона как нечто подобное «аннигиляции» правой и левой петли на вязальной спице, и я с большой симпатией читал ваши соображения о топологической интерпретации квантовых чисел. Монизм Вашей концепции сил мне тоже очень симпатичен. Таким образом, я, вероятно, ближе многих стою к Вашей точке зрения. Необходимость описания полуцелого спина и вообще введения двузначных представлений, введение нарушенных симметрий, роль принципа аналитичности, а самое главное – введение гильбертова пространства и суперпозиции амплитуд – все это слишком удаляет от геометрии (в обычном понимании этого слова) расчетный математический аппарат теории элементарных частиц.

2.

Дорогой д-р Уилер!

Я получил в 1969 г. Ваше письмо с вложением текста о сверхпространстве, а недавно – еще одно письмо. Я очень прошу извинить меня за неаккуратность в корреспонденции.

В 1969 я написал ответ, но пока искал, кто-бы мог его мне перевести, прошло слишком много времени.

*Ориентировочно 1969, 1970 гг. Публикуется по рукописи.

Ваши взгляды о роли сложной топологии в теории элементарных частиц меня очень интересуют. Что лучше может структурно соответствовать сохраняющемуся заряду (электрическому, барионному, лептонным), чем топологический инвариант?

Но мне мало симпатична идея о многократном творении в разных вариантах с различными «случайными» значениями безразмерных характеристик $\frac{e^2}{\hbar}$, $\frac{M_p}{m_e}$ и т.п. Как в этом случае обеспечить наблюдаемую изотропию по этим характеристикам? Есть и другие сомнения. Очень вероятно, что точный, точечный коллапс-антиколлапс может быть только один раз – в начале времени $t = 0$. Несимметричный неизотропный коллапс в виду соображений (не абсолютно убедительных), изложенных в приложенном препринте, как мне кажется, в общем случае не приводит к бесконечным плотностям.

В общем, я консерватор, который верит в инвариантность свойств вакуума и тем самым в инвариантность S -матрицы, масс, и зарядов частиц и т.п.

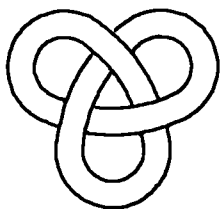
Мне хотелось бы знать Ваше мнение о изложенном ниже варианте Вашей гипотезы «ручек». Примем следующие постулаты.

1. Вакуум есть суперпозиция ряда состояний, одно из которых есть плоское пространство, а другие включают вакуумные петли, представляющие собой траекторию ручек.

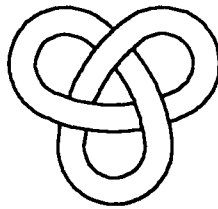
2. Принимается гипотеза о тождественной космологической CPT – симметрии Вселенной. Ручка есть полость в трехмерном пространстве $t = t_1 = \text{const}$, причем точки на границе полости с координатами x, y, z, t отождествляются с точками $x, y, z, -t_1$ (ручка временно-подобного типа).

3. Носителем заряда и спина является полость, при зеркальном P -отражении переходящая в зеркальную топологически отличную форму античастицы.

Пример. Трехлистный узел.



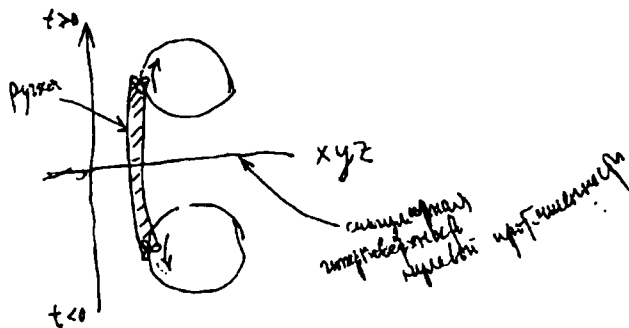
Частица +



Частица -

Разные заряды (барионный, лептонный и т.п.) имеют различное число лепестков.

На рисунке схематически изображена вакуумная петля и ее CPT -отражение:



В Вашем письме я нашел следы странного недоразумения относительно предмета нашей беседы в легкомысленной обстановке ресторана Сакартвело. Фактически я рассказывал свою гипотезу о нейтральных кварках – см. препринт.

С глубоким уважением
А. Сахаров

49. ПАМЯТИ ИГОРЯ ЕВГЕНЬЕВИЧА ТАММА *

Люди моего поколения впервые узнали имя Игоря Евгеньевича Тамма, как автора замечательного курса теории электричества – для многих он был откровением, и отзвуки этого до сих пор чувствуются в учебной литературе. Да и не только в учебной – достаточно вспомнить понятие «магнитной поверхности» и его роль в современных работах по МТР (магнитному термоядерному реактору). Одновременно до нас доходили раскаты баталий за теорию относительности, за квантовую теорию, доходили пленительные слухи об альпинистских и туристских увлечениях Игоря Евгеньевича. К этому времени Игорь Евгеньевич уже был автором многих выдающихся оригинальных работ – о фононе и «таммовских уровнях», автором первого последовательного вывода формулы для рассеяния света на электроне (в этой работе он «подходя» ввел проекционные операторы), явился первым предшественником Юкавы в его мезонной теории ядерных сил, предсказал вместе с С.А. Альтшулером магнитный момент нейтрона. Уже к концу 30-х годов имя И.Е. (даже у тех, кто не знал его лично) было окружено ореолом – не в сверхъестественном, а просто в высоком человеческом смысле. В нем, наряду с Ландау, советские физики-теоретики видели своего заслуженного и признанного главу, и все мы – принципиального, доброго и умного человека, великого оптимиста, доброго и часто удачливого «пророка». Автор этих строк познакомился с И.Е. в последние месяцы войны, в прокуренном и заваленном листьями с вычислениями кабинете на улице Чкалова, на стене которого висела карта фронтов Отечественной войны

* Эта статья была написана в связи с кончиной 12 апреля 1971 года Игоря Евгеньевича Тамма. Статья была помещена в стенной газете ФИАН «Импульс», для которой и была предназначена. Рукопись хранится у Е.Г. Боннер. – Ред.

(флажки подбирались уже к Берлину). В последующие годы я соприкасался с подвижническим трудом И.Е., и для меня, как и для многих, это общение явилось определяющим. В те годы И.Е. много трудился над попыткой построения последовательной мезонной теории ядерных сил. Увы, мы знаем теперь, сколько многих знаний не хватало тогда. Но в ходе этих работ сформировался новый расчетный метод, известный под именем Тамма – Данкова (первые формулировки метода принадлежат Фоку, в дальнейшем вклад внесли Дайсон и Гейзенберг с сотрудниками). Одновременно И.Е. блестяще и мудро руководил знаменитым фиановским семинаром, аспирантами и докторантами, учениками, просто всеми, кто нуждался в научной помощи, выполняя ряд более мелких научных работ, сделал несколько запоминающихся докладов, принимая участие в грозных дискуссиях тех лет. Затем наступили годы «проблемы» – серьезное испытание для всех нас. По-моему, с полным правом можно сказать, что для всех нас было большим счастьем, что Игорь Евгеньевич оказался рядом с нами. Без него многое сложилось бы иначе – и в деловом, и в научном, и в психологическом плане. Во время вечерней прогулки Игорь Евгеньевич был нашим старшим товарищем, немного усталым и молчаливым, вдыхающим вместе с нами влажные запахи леса. За чашкой чая, зато, обсуждались любые вопросы, И.Е. много рассказывал о своей жизни и просто о том, что он знал и услышал (а знал он очень многое). За доской в служебном кабинете мы получали урок методики теоретической работы. На совещании у начальства мы получали урок деловой, человеческой и научной принципиальности. И в любой обстановке – урок добросовестности, трудолюбия и вдумчивости.

Широко известна роль Игоря Евгеньевича в начальной стадии работы над МТР, его основополагающий научный вклад и его неиссякаемый оптимизм в отношении этой работы.

До конца жизни, я думаю, Игорь Евгеньевич имел полное право чувствовать удовлетворение при воспоминаниях об этих годах. С конца 53 г. начался новый период в жизни Игоря Евгеньевича – период воссоздания теоротдела ФИАН, способного к решению тех новых и очень трудных проблем, которые вышли на первый план на новом этапе развития теоретической физики. Перенормировка, «московский нуль», дисперсионные соотношения, алгебра токов и аксиоматическая теория, высшие симметрии, нарушения дискретных симметрий, частицы-резонансы (в отношении которых И.Е. принадлежит одна из пионерских работ), выходящие за пределы теории возмущений методы квантовой теории поля – все эти и многие другие вопросы «стучались в дверь», и созданный Игорем Евгеньевичем теоротдел был готов встретиться с ними «лицом-к-лицу».

После нескольких лет тяжелой болезни, на протяжении которых вновь проявилась исключительная сила его характера, Игорь Евгеньевич умер. Все мы знавшие его, уверены, что его жизнь была и счастливой, и необыкновенно плодотворной. Я приношу свое глубокое соболезнование его жене Наталье Васильевне, соучастнице этой жизни на протяжении трудных и напряженных десятилетий, детям, внукам, всем близким Игоря Евгеньевича.

50. ПИСЬМО Я.Б. ЗЕЛЬДОВИЧУ *

Дорогой Яков Борисович!

Рад был получить Ваше письмо, в нем много интересного, и вообще вспомнились «времена». Но конечно было бы веселей, если бы Вы приехали сюда, и мы бы погуляли (в пределах черты города).

Масса $\nu_e \sim 30$ эВ – сенсация, и не только для астрофизики. Но так ли это? Для осцилляции нужна масса, но не обязательно такая большая. А у теоретиков другие фантазии. Фрадкин и Калашников (в печати) развивают свою работу 1976, где из требования асимпт[отической] своб[оды] вводятся новые мультиплеты в группу SU_5 . Их оценка массы примерно 10^{-5} эВ. Они проканителелись, и раньше появилась работа *Ellis, Barbieri, Mary Gaillard*, LAPP-TH-10. Ref. TH 2787-CERN, Nov. 79. Масса майорановского нейтрино дается в этой теории (точнее, фантазии)

$$m_\nu = \frac{\langle H_5 \rangle \langle H_5 \rangle}{g^2 m_p} \sim 10^{-5} \text{ эВ}, \quad \langle H_5 \rangle \sim m_W \sim 10^2 \text{ ГэВ}, \quad m_p = 2 \cdot 10^{-5} \text{ Г.}$$

Это мультихиггсовское (эфффективное) взаимодействие вида $\frac{1}{m_p} f_5 - f_5 - H_5 H_5$.

Масса планковская тут чистая фантазия, по размерности. Если подставить m_x , то $m_\nu \sim 0,1$ эВ. (Я считаю, что при массе $m_x = 10^{15}$ ГэВ есть не только H_{24} , которые «не работают»). Конечно, фермионы с массой $10^{-2} M_x$ не искл[ючены] тоже.

Я пока (из чистой вкусовщины) игнорирую сигнал о $m_\nu \sim 30$ эВ и считаю $\rho/\rho_k = \Omega < 1$. Мне очень симпатичен обратный Де-Ситтеровскому знак космологической постоянной (в терминах T_{ik} : $\epsilon < 0$, $p = |\epsilon| > 0$). При таком знаке пустое пространство с гиперболической кривизной (a – гиперболический радиус) пульсирует по закону $a = a_0 \sin(a_0^{-1} t)$; $a_0 = \left(\frac{8\pi}{3} G |\epsilon|\right)^{-1/2}$. По мере заполнения материей возникает асимптотическое решение (n – номер пульсации)

$$a = a_n \left(\sin \frac{3}{2} a_0^{-1} t \right)^{2/3}, \quad a_n \rightarrow \infty \text{ при } |n| \rightarrow \infty.$$

С каждой пульсацией возрастает энтропия в объеме a^3 и пропорционально число барионов, т.е. масса M_n на поздних стадиях:

$$\frac{M_n}{|\epsilon|} = a_n^3 \sim N_B = 10^{-9} N_\gamma \rightarrow \infty.$$

* Написано в Горьком в мае 1980 г. Публикуется по оригиналу, сохранившемуся у Л.Б. Окуня.

Я написал $|n\rangle$, имея в виду, что в точке $t = 0$ происходит поворот стрелы времени. Если есть сохраняющийся заряд типа $3B + L$, то картина при $t > 0$, $n > 0$ не похожа на картину при $t < 0$, $n < 0$ (нет космологической *CPT*-симметрии). Если действительно $\Omega < 1$, то асимптотический режим еще не достигнут, и лишь в начале нашего цикла было $a \sim t^{2/3}$. Вся эта картина требует малой или нулевой массы нейтрино и $\epsilon < 0$. Последнее правдоподобно, как результат спонтанного нарушения какой-то симметрии:

$$\epsilon = -m_p^4 \exp(-c/g^2); \quad c = \text{const}(\pi^2 ? 4\pi^2 ??)$$

Приведенные соображения послал в виде статьи в ЖЭТФ.

Я не совсем понял в вашем письме о самосогласованном определении космологической постоянной из рассмотрения решения Де-Ситтера. Ведь зависящая от кривизны часть T_{ik} поляризации вакуума соответствует не космологической постоянной, а изменению (или образованию в теории нулевого лагранжиана) обратной гравитационной постоянной. Заметили ли Вы в «Письмах в ЖЭТФ» за 1975 мою статью «Массовая формула...». Сейчас я послал еще [одну статью] на ту же тему. Это все развитие нашей с Вами работы 1966 г. Для бариона спин-спиновое взаимодействие кварков:

$$H_{\sigma\sigma} = A(\sigma_1\sigma_2) + B(\sigma_2\sigma_3) + C(\sigma_3\sigma_1)$$

$$A = \frac{b}{3} \frac{m_0^2}{m_1 m_2}, \quad b = \rho - \pi, \quad m_0 - \text{массы } u, d; \quad m_1, m_2 \text{ [массы] любых кварков.}$$

Для случая трех разных кварков:

$$h_{3/2} = \frac{A + B + C}{4};$$

$$h_{1/2} = -\frac{A + B + C}{4} \pm \frac{1}{2^{3/2}} \left((A - B)^2 + (B - C)^2 + (C - A)^2 \right)^{1/2}$$

Очень изящен вид ф[орму]лы для $h_{1/2}$.

Рассматриваю двумерные матрицы $(\sigma_i \sigma_j)$ для состояний $\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right)$, они получают друг из друга поворотом базиса на 120° :

$$\alpha = -\frac{1}{4} + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}; \quad \beta = -\frac{1}{4} + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} -\frac{1}{2} & \frac{\sqrt{3}}{2} \\ \frac{\sqrt{3}}{2} & \frac{1}{2} \end{pmatrix}; \quad \gamma = -\frac{1}{4} + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} -\frac{1}{2} & -\frac{\sqrt{3}}{2} \\ -\frac{\sqrt{3}}{2} & \frac{1}{2} \end{pmatrix}$$

$$\text{Составляем } H_{\sigma\sigma} \left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right) = \alpha A + \beta B + \gamma C.$$

Собственные значения этой матрицы суть $h_{1/2}$. Эта теория хорошо описывает $\Sigma - \Lambda^0$ (еще в 1966 г.) и $\Sigma_c - \Lambda_c^+$ (состава u, d, c , 1979 г.). Последняя разность из распада $\Sigma_c^{++} \rightarrow \Lambda_c^+ + \pi^+$.

Важная проверка будет – изодуплеты (o, s, c) , (o, s, b) , (o, c, b) (где $o = u, d$) и (s, c, b) – синглеты. Множитель $1/3$ в формуле для A, B, C имеет обоснование.

Я построил исчерпывающую (и очень изящную) теорию построений с помощью циркуля (лето 1979 г., после Вашей задачи). Но обо всем этом когда-нибудь потом. Всего Вам хорошего. Пишите.

11/V-80. А. С.

PS. О происхождении множителя $1/3$. Взаимодействие глюонных магнитоподобных моментов пропорционально:

$$\frac{1}{m_1 m_2} \frac{g_1 g_2}{V_M} \text{ для мезонов ; } \frac{1}{m_1 m_2} \frac{(g_1 g_2)_B}{V_B} \text{ для барионов}$$

$(g_1 g_2)$ – скалярное произведение «зарядовых» векторов в пространстве цветного заряда. Для мезонов $(g_1 g_2)_M = -g^2$ (кварков и антикварк). Для барионов, в предположении цветной группы SU_n^c ($n = 3, 4, \dots$) имеем цветное пространство размерности $r = n - 1$ и $\cos \theta$ угла между n векторами, симметрично распределенными по направлению, равен $\cos \theta_B = \frac{-1}{n-1}$. В случае группы SU_3^c , $\cos \theta_B = -1/2$ (угол 120°),

$$V_B, V_M - \text{эффективные объемы; } \frac{1}{V_M} \sim |\Psi(0)|^2.$$

Предполагаем, что объем мешка пропорционален числу яблок в нем. Рациональное объяснение – фазовый переход в глюонном вакууме определяется некоторым критическим значением фермионной плотности.

Итак, $V_M : V_B = 2 : 3$. Собирая множители, имеем для группы SU_3^c множитель $\frac{2}{3} \cdot \frac{1}{2} = \frac{1}{3}$ (Здесь, конечно, есть элемент подгонки под результат). Значение фактора $\cos \theta$ может быть проверено независимо из сравнения с электромагнитными эффектами. Заменяя для мезона в выражении $H_{\sigma\sigma}$:


$$-g^2 \rightarrow -g^2 + e_1 e_2 \quad \text{и для бариона} \quad -\frac{g^2}{r} \rightarrow -\frac{g^2}{r} + e_1 e_2$$

имеем, например:

$$\begin{aligned} \frac{D_0^* - D_0}{D_+^* - D_+} &= \frac{m_d}{m_u} + \frac{2e^2}{3g^2} \\ \frac{\Sigma_+^* - \Sigma_+}{\Sigma_-^* - \Sigma_-} &= \frac{m_d}{m_u} + \frac{re^2}{3g^2} \quad (r = n - 1) \end{aligned}$$

В пределах точности измерений эти два отношения равны, но точность недостаточна, чтобы отличить SU_3^c от $SU_4^c \dots$

PS. Построения с помощью циркуля.

1) Удвоение отрезка.  Вы знаете.

2) $\sqrt{c^2 - a^2}$; удваиваем a . Строим равнобедренный треугольник.
Высота равна $\sqrt{c^2 - a^2}$.

3) $\sqrt{a^2 + b^2}$; трижды повторяем построение 2):
 $c^2 - (c^2 - a^2 - b^2) = a^2 + b^2$,
 c – произвольный отрезок, $c^2 > a^2 + b^2$

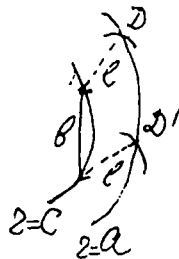
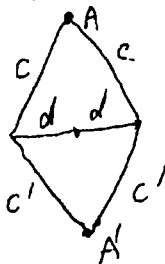
4) $a \pm b$; удваиваем произвольный отрезок d ,

строим $c = \sqrt{d^2 + a^2}$.

$$c' = \sqrt{d^2 + b^2}$$

Строим «змея».

AA' – искомый отрезок.



5) Построение $\frac{ab}{c} = d$

l – произвольный радиус $l > a - c$,

$d = DD'$ – искомый отрезок.

6) Пересечение прямой (заданной точками AA')
и окружности.



Центр окружности симметрично отражаем относительно точек AA' и проводим симметричную окружность.

В особом случае, когда прямая проходит через центр, используем 4).

7) Пересечение двух прямых AA' , BB' .

Отражаем точки BB' относительно прямой AA' .

Получаем равнобедренную трапецию. Пересечение ее диагоналей O находим с помощью построения

$OB'' = OB = \frac{la}{a+b}$ (задачи 4) и 5)), l – длина диагонали.



Решение задач 6) и 7) дает возможность полностью исключить использование линейки – что можно с помощью линейки, то можно и без нее¹.

БОЛЬШОЙ ПРИВЕТ!

¹О такого типа задачах см. А.М. Костовский, *Геометрические построения одним циркулем*, М.: Москва, 1989, (сер. «Популярные лекции по математике», в. 29). – Ред.

51. О ЯКОВЕ БОРИСОВИЧЕ ЗЕЛЬДОВИЧЕ *

Из жизни ушел Яков Борисович Зельдович. В это трудно было поверить, так как мысль о смерти не вяжется с его образом. Нестерпимо горько сознавать, что его уже нет с нами.

В Якове Борисовиче всегда поражала неустанная научная активность, поразительная разносторонность и интуиция. Он начал рано и продолжал работать до последнего дня жизни, и успел сделать невероятно много в самых различных областях. В ноябрьском номере «УФН» уже после его смерти мы увидели статью, как бы перекидывающую мост к началу его работы в науке. Это была химическая физика, поверхностные явления, горение и детонация, химические и ядерные цепные реакции. Затем – реактивная техника, затем – годы участия в создании советского атомного и термоядерного оружия. Роль его тут была исключительной, об этом можно теперь сказать во весь голос. Ему принадлежат несколько выдающихся работ по физике элементарных частиц, в них зачатки «алгебры токов», предсказание существования и некоторых свойств Z_0 -бозона, постановка проблемы космологической постоянной. Последние 25 лет – астрофизика и космология. Он все время на переднем крае, все время окружен людьми. Все, кто общался с ним, получали на всю жизнь неоценимые уроки – и по конкретным научным вопросам, и в качестве примера и образца, как надо работать в науке и современной технике.

Мне довелось многие годы провести бок о бок с Яковом Борисовичем. Вспоминая то время, я чувствую, сколь многим я ему обязан. В чрезвычайно острой и напряженной обстановке тех лет – простые, и товарищеские, в высшей степени доброжелательные отношения, и это при том, что мы с Игорем Евгеньевичем Таммом тогда как бы ворвались в его сферу со стороны, и требовалась незаурядная объективность, чтобы не стать в позу негативизма, обиды; вместо этого от Якова Борисовича и его учеников мы получили неоценимую помощь и сотрудничество ради общего дела. А затем – плечом к плечу общий натиск 1954–1955 гг. Те, кто был участником тех событий вместе с нами (многие из них сейчас находятся в этом зале), понимают, что это значило. В области фундаментальной науки многие мои работы возникли из общения с ним, под влиянием его работ и идей.

Яков Борисович в науке – был человеком огромной жадности (в хорошем смысле этого слова) и в то же время абсолютной честности, самокритичный, готовый признать свою ошибку, правоту или авторство другого. Он почти по-детски радовался, когда ему удавалось сделать что-то существенное или преодолеть методическую трудность красивым приемом, и глубоко переживал неудачи и ошибки. По большому счету в отношении науки он был скромным человеком. Часто ему казалось, что он дилетант, недостаточно профессионален в том или ином вопросе,

* Произнесено 7 декабря 1987 г. в зале Президиума АН СССР, где было прощание с Я.Б. Зельдовичем. *УФН*, 154, вып. 4 (1988).

и он прилагал огромные (невидимые со стороны) усилия, чтобы преодолеть свои проблемы.

В наших сорокалетних отношениях были и свои тернии, обиды и период охлаждения, сейчас это выглядит не более, чем пеной в потоке жизни, но как говорится, – что было, то было. Однажды, много лет назад, Яков Борисович позвонил и сказал: «Есть слова, которые нельзя повторять каждый день, но иногда их надо произнести». Сегодня, прощаясь с Яковом Борисовичем, я хочу сказать, какую огромную роль сыграл он в моей жизни, так же, как в жизни и работе многих людей; как мы его любили, как я его любил, как нам будет его не хватать, как он нам был нужен!

Прощай, дорогой Яков Борисович!

ХИ

ПРИЛОЖЕНИЕ

1-1. ТЕОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПЕРЕХОДОВ ТИПА $0 \rightarrow 0$ *

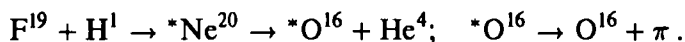
А.Д. Сахаров

Оглавление

1. Введение	427
2. Эксперименты по ядерным переходам типа $0 \rightarrow 0$	429
3. Правила отбора	432
4. Изотопическая четность	435
5. Матричный элемент $0 \rightarrow 0$ -перехода	440
6. Борновское приближение	444
7. Влияние кулоновского поля ядра на λ_e и λ_π	446
8. Оценка абсолютной вероятности процесса	452
9. Квантование электронно-позитронного поля	455
10. Угловое распределение пар с учетом кулоновского поля ядра	459
11. Взаимодействие компонент пары	465
12. Резюме	469

§1. Введение

Возбужденное ядро обычно отдает энергию возбуждения, испуская γ -кванты. Кванты вызывают ряд вторичных эффектов, как, например, внутреннюю конверсию и образование пар. Эти эффекты неплохо изучены теоретически и экспериментально и играют большую роль в ядерной физике (например, позволяют различить между дипольными и квадрупольными переходами). Однако существуют случаи, когда наблюдаются вышеупомянутые вторичные эффекты, но совершенно отсутствуют γ -кванты соответствующей энергии. Мы имеем в виду так называемую полную внутреннюю конверсию для линии 1,414 МэВ RaC' и образование пар π при ядерной реакции



*Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. Физический Институт АН СССР. Москва, 1947.

В обоих случаях на основании правил отбора для испускания квантов естественно предположить, что имеет место переход типа $0 \rightarrow 0$ (начальный и конечный полный момент ядра J равен 0), ибо только для таких переходов кванты полностью запрещены.

Имеющиеся в литературе теоретические высказывания о таких переходах разрозненны и не всегда правильны. Между тем, внесение ясности в этот вопрос необходимо не только с точки зрения систематичности.

Образование пар, не сопровождающихся квантами, явилось ключом для расшифровки всего хода ядерной реакции $F^{19} + H^1$. Можно надеяться, что наличие детальной теории $0 \rightarrow 0$ -переходов позволит выявить ряд новых случаев таких переходов, а также проверить правильность всей концепции для уже известных случаев RaC' и O^{16} .

Наша работа посвящена выяснению следующих вопросов:

1. Можно ли считать, что в случаях RaC' и O^{16} мы имеем дело с одним и тем же явлением, несмотря на то, что в случае RaC' наблюдаются только электроны, а в случае O^{16} только пары. Отношение числа электронов к числу пар для случая RaC' вычислено в работе Юкава и Саката [17]. Оказалось, что пар действительно меньше, чем электронов, однако, все же наблюдаемое количество. В случае O^{16} вычисления могут быть произведены очень просто и дают число пар, большее числа электронов в 28 000 раз.
2. Какова природа взаимодействия, вызывающего переход. В работе произведена оценка абсолютной вероятности процесса, которая показывает, что кулоновское взаимодействие вполне может объяснить весь эффект. Вопрос о природе перехода тесно связан с характером ядерных термов и правилами отбора, действующими в данном явлении. Этот круг вопросов подробно разбирается в работе. Вводится в рассмотрение новое приближенное квантовое число, связанное со свойствами симметрии волновой функции ядра в пространстве изотопических спинов.
3. В заметке Оппенгеймера [7] приведена (без вывода) формула для спектра и углового распределения пар в O^{16} . Вывод этой формулы, а также анализ гипотез, лежащих в ее основе, содержится в нашей работе. Выяснилось, что особенно чувствительным к изменению различных исходных предположений является угловое распределение пар.
4. В связи с явлением образования пар квантами в литературе неоднократно обсуждался (см. [28,42]) вопрос о влиянии на угловое распределение пар кулоновского поля ядра и взаимодействия между компонентами пары, но он оставался в значительной мере открытым. В данной работе эти задачи решены для перехода типа $0 \rightarrow 0$. Оказалось, что эти эффекты малы (особенно в легких ядрах) и имеют, главным образом, аппаратный интерес. Однако теория допускает проверку и может иметь значение в тяжелых ядрах для целей идентификации переходов типа $0 \rightarrow 0$ (в частности, в RaC').

Замечание о системе единиц

В работе положено $c = \hbar = m = 1$; $e^2 = 1/137,03$ (m – масса электрона). Эта система единиц является безразмерной так же, как и «атомная система» Хартри, но более удобна в релятивистских проблемах. Радиус атома водорода $a_0 = 137,03$.

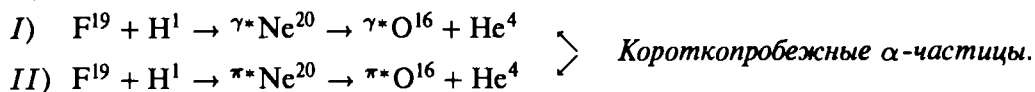
Кое-где, из соображений привычности вида формул, мы пишем явно m вместо 1, что не должно привести к недоразумениям.

§2. Эксперименты по ядерным переходам типа $0 \rightarrow 0$

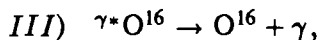
Ядерная реакция $F^{19} + H^1$ была открыта Кокрофтом и Уолтоном [1] в 1932 г. и является одной из наиболее «старых» и изученных ядерных реакций. Первоначально наблюдались только длиннопробежные α -частицы с пробегом около 6 см. Много позднее были открыты другие продукты этой реакции: монохроматические γ -лучи и короткопробежные α -частицы. Гертнер и Крейн [3] впервые наблюдали образование пар, являющееся предметом нашего интереса. Однако они считали пары связанными генетически с γ -квантами и использовали для определения энергии этих квантов. Лишь в 1939 г. Фаулер и Лауритсен [2] выяснили, что большая часть пар имеет другое происхождение. Эти авторы изучали выход γ -квантов и мягкой компоненты для различных энергий первичных протонов. Они снимали резонансные кривые с помощью двух счетчиков, один из которых был экранирован тонким слоем свинца. Оказалось, что резонансная кривая для γ -квантов (экранированный счетчик) не совпадает с резонансной кривой для разности показаний двух счетчиков (мягкая компонента). Изучение мягкой компоненты производилось также в камере Вильсона (причем выяснилось, что это именно пары, по крайней мере для двух резонансов). Томлинсон [8] изучал спектр пар с помощью спектрографа и нашел удовлетворительное согласие с формулой, данной Оппенгеймером [7]. Полная энергия пары по его данным $E_+ + E_- = 6,0 \pm 0,2$ МэВ. Данных по угловому распределению пар, насколько мне известно, опубликовано не было.

Весьма подробные исследования реакции $F^{19} + H^1$ принадлежат Стрейбу, Фаулеру и Лауритсену [5] (в этой работе установлена схема уровней реакции) и Бенету, Боннеру, Мандервиллю и Ватту [9] (в этой работе установлены истинные ширины резонансных уровней неона, что удалось благодаря остроумным новинкам в технике стабилизации энергии первичных протонов). Весьма интересные, как видно из дальнейшего, исследования длиннопробежных α -частиц в последнее время не повторялись. Из более старых работ назовем [4].

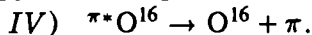
В настоящее время можно считать доказанной следующую схему уровней и переходов:



При α -распаде различных резонансных уровней компаунд-ядра неона образуются различные возбужденные уровни O^{16} , один из которых высвечивается с образованием кванта



а другой – с образованием пары



Такая схема сразу объясняет, почему не совпадают резонансные кривые для выхода пар и квантов. Возможен также α -распад на основной уровень кислорода



Известно 11 резонансов для квантов, которым соответствуют 11 уровней компаунд-ядра типа $\gamma^* Ne^{20}$. Резонансные энергии первичных протонов в кэВ: 820, 862, 890, 927, 1076, 1107, 1122, 1161, 1274, 1335, 1363. Ширины резонансов порядка нескольких кэВ, за исключением уровня 1076 с шириной $< 1,9$ кэВ и уровня 1161 с шириной 50 кэВ. Последний резонанс совпадает с резонансом для длиннопробежных α -частиц. Уровни для пар приведены в таблице.

Энергия протонов	Ширина уровня	Относительная интенсивность	Совпадение резонансов	Предположения Пиффа для $\pi^* Ne^{20}$
832	28	2,2	Длиннопробежные α -частицы	2^+
1100	70	4	–	0^+
1220	85	17	–	0^+
1362	36	22	Длиннопробежные α -частицы	2^+

Последнюю графу мы обсудим в следующем параграфе.

Известно 5 резонансов для длиннопробежных α -частиц. Энергии протонов 720, 830, 1140, 1161, 1350.

Резонанс 1161 является сомнительным. Резонансы 830 и 1350 приблизительно совпадают с резонансами для пар (непосредственно сравнивать цифры не надо, так как они взяты из различных источников).

Стрейб, Фаулер и Лауритсен определили расстояние Δ между максимумами резонансной кривой для пар и для длиннопробежных α -частиц в обоих этих случаях (которые по их определениям соответствуют 0,85 и 1,35 МэВ). Они нашли при 0,85 МэВ $\Delta = 9 \pm 5$ кэВ; при 1,35 МэВ $\Delta = 6,5 \pm 1,5$ кэВ. Они указывают, что мало вероятно случайное совпадение двух резонансных максимумов, обусловленных различными уровнями компаунд-ядра неона, с точностью до 5 кэВ (хотя надо, конечно, считаться и с такой возможностью). Встает вопрос, чем же в таком случае объяснить наблюдаемое разделение резонансных максимумов. Стрейб, Фаулер и Лауритсен приводят мнение Оппенгеймера, что тут может играть роль большой фон нерезонансных α -частиц и пар, который приводит к

смещению максимумов. Легко оценить этот эффект. Пусть матричный элемент есть сумма резонансного и нерезонансного слагаемых

$$V = c \left(\frac{1}{x/a + i} + V_1 e^{i\varphi} \right).$$

Здесь $x = E - E_0$ варьируемая энергия первичных частиц, E_0 – энергия резонанса, a – полуширина резонанса, $V_1 e^{i\varphi}$ – нерезонансный член матричного элемента, φ – его фаза. Имеем сечение, пропорциональное

$$S \sim V_1^2 + \frac{2(x/a) \cos \varphi \cdot V_1 + 1}{x^2/a^2 + 1}.$$

Экстремумы этой функции расположены при

$$x = a \left[-\frac{1}{2V_1 \cos \varphi} \pm \sqrt{\frac{1}{4V_1^2 \cos^2 \varphi} + 1} \right].$$

Величина V_1 может быть найдена из анализа экспериментальных кривых. Обозначим через J_0 фон, а через J_{\max} максимальную интенсивность

$$V_1 = \sqrt{\frac{J_0}{J_{\max} - J_0}}.$$

Тогда, полагая $\cos \varphi = \pm 1$, находим максимальное возможное смещение резонанса

$$\Delta_1 = \pm a \left[\sqrt{\frac{1}{4V_1^2} + 1} - \frac{1}{2V_1} \right]; \quad 0 \leq |\Delta_1| < a$$

и аналогично для второго продукта реакции Δ_2 . Максимально возможное расстояние между резонансами равно $\Delta_1 + \Delta_2$. В обоих вышеуказанных случаях этот критерий выполняется, следовательно, мы можем считать, что имеет место распад одного и того же уровня неона с образованием $^{*}\text{O}^{16}$ и O^{16} .

Обратимся теперь к явлению так называемой «полной внутренней конверсии» в RaC' . Еще в 1925 г. Тибо [11] нашел, что среди фотоэлектронов, выбитых γ -лучами радиоактивного препарата, содержащего RaC' , отсутствует одна монохроматическая электронная линия, которая, с другой стороны, является весьма интенсивной в собственном β -излучении (мы теперь говорим в конверсионном излучении). Эллис и Астон [12] подтвердили этот результат при своих исследованиях коэффициентов конверсии. Для этой линии, таким образом, необходимо приписать коэффициент конверсии = 1.

Как известно, RaC' является быстро распадающимся продуктом. Имеют место следующие процессы α -распада:

основное состояние $\text{RaC}' \rightarrow \text{RaD} + \text{He}^4 + 7,7 \text{ МэВ}$;

возбужденное состояние $^{*}\text{RaC}' \rightarrow \text{RaD} + \text{He}^4$ (длиннопробежная).

В 1933 г. Резерфорд с сотрудниками [13] осуществили магнитный анализ длиннопробежных α -частиц, при этом подтвердился неоднократно высказывавшийся ранее факт, что разность энергий наиболее многочисленной группы этих α -частиц и короткопробежных α -частиц весьма точно равна энергии электронов полной внутренней конверсии (с учетом энергии связи). Значит, эти α -частицы происходят с того же уровня $^*RaC'$, что и электроны. Энергия возбуждения этого уровня $E_0 = 1,414$.

Обозначим:

λ_α – вероятность α -распада;

λ_e – вероятность испускания электрона;

N_α – число длиннопробежных α -частиц на 1 распад ($N_\alpha = 22 \cdot 10^{-6}$);

N_e – число электронов полной внутренней конверсии

($N_e = 25 \cdot 10^{-4}$ по Эллису [16] и $35 \cdot 10^{-4}$ по Константинову и Латышеву [19]).

Имеем $N_\alpha/N_e = \lambda_\alpha/\lambda_e$; Бете [15] оценил вероятность α -распада с возбужденного уровня теоретически и нашел, на основании этой пропорции

$$\lambda_e = 1,25 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}.$$

Это число, конечно, не может считаться сколько-нибудь точным.

Позитронный спектр RaC' изучался в ряде работ [14,19]. Этот спектр представляет собой наложение спектров от различных γ -линий. Все эти спектры имеют резкий обрыв до нуля при $E_+ = h\nu - mc^2$, так что при этих энергиях замечается некоторый скачок в суммарном спектре. Согласно вычислениям Юкава и Саката такой скачок следовало ожидать и при энергии позитронов $E_+ = E_0 - mc^2$, где E_0 – энергия электронного перехода с полной внутренней конверсией. Однако в опытах Алиханова и Латышева [19] этот скачок обнаружен не был.

§3. Правила отбора

С вопросом о природе перехода, не сопровождающегося квантами, и об оценке абсолютной вероятности этого перехода тесно соприкасается вопрос об ядерных правилах отбора. Существуют два точных (абсолютных) правила отбора, которые связаны с сохранением полного момента количества движения J и оператора четности волновой функции Ω .

Как известно, оператор квадрата полного момента обладает собственными значениями вида $J(J+1)$, где J есть целое или полуцелое число (\hbar в принятой в этой работе системе единиц = 1). Определенное этим самым квантовое число полного момента J обладает следующими свойствами относительно разделения квантовой системы на две подсистемы (свойства векторной модели):

J – полный момент составной системы,

J_1, J_2 – полные моменты подсистем,

$|J_1 - J_2| \leq J \leq J_1 + J_2; \quad J_1 + J_2 - J = \text{целое число.}$

(1)

Рассмотрим применение этого правила к испусканию света. Пусть J – полный момент возбужденного ядра. В силу законов сохранения это также полный момент составной системы, состоящей из ядра в основном состоянии с моментом J_1 и световой волны с моментом J_2 . $J_2 = 1$ для электрического и магнитного дипольного излучения, $J_2 = 2$ для квадрупольного излучения. Неравенство (1) не может быть удовлетворено, если $J_0 = J_1 = 0$ (полный запрет). Легко видеть, что это *единственный* случай полного запрета; естественно предположить, что он осуществляется, когда кванты полностью отсутствуют.

Определим оператор четности Ω . Волновая функция ядра зависит от координат ядерных частиц x , от спинов s и от так называемых изотопических спинов τ , равных ± 1 для протонов и нейтронов. Положим:

$$\Omega\Psi(x, s, \tau) = \Psi(-x, s, \tau). \quad (2)$$

Если некоторое состояние системы описывается в правой системе координат функций Ψ , то то же самое состояние описывается в левой системе координат функций $\Omega\Psi$ (для доказательства достаточно заметить, что матричные элементы всех операторов, в том числе и энергии спин-орбитального взаимодействия, одинаковы в обоих случаях). Предположим теперь, что Ψ_0 описывает стационарное состояние ядра, т.е. $H\Psi_0 = E\Psi_0$. Очевидно,

$$H(\Omega\Psi_0) = E(\Omega\Psi_0) = \Omega(E\Psi_0) = \Omega(H\Psi_0),$$

т.е. $(H\Omega - \Omega H)\Psi_0 = 0$. Так как это равенство справедливо для любой собственной функции, а значит и вообще для любой функции, то имеем операторное равенство

$$H\Omega - \Omega H = [H\Omega] = 0,$$

поэтому Ω обладает свойством сохранения, а собственные функции H есть одновременно собственные функции Ω с собственными значениями $\omega = \pm 1$ (так как $\Omega^2 = 1$).

Правило отбора по четности при развале компаунд-ядра гласит

$$\omega_0 = \omega_1\omega_2 \cdot (-1)^l. \quad (3)$$

Здесь ω_0 – четность компаунд-ядра, ω_1 и ω_2 четности ядер, получающихся при распаде, а l – орбитальный момент относительного движения.

Четность изменяется при дипольном электрическом переходе и остается без изменения при дипольном магнитном и квадрупольном электрических переходах.

Мы можем теперь выяснить важный для нас вопрос, одинакова ли четность ω основного и возбужденного состояния при ядерном переходе типа $0 \rightarrow 0$. На важность этого вопроса в применении к O^{16} указали Оппенгеймер и Швингер [6]. Только $0 \rightarrow 0$ -переход без изменения четности может иметь электромагнитную природу (мы остановимся еще на этом вопросе в следующем параграфе). Рассмотрим, для определенности, RaC' . При распаде получается RaD с моментом

J_1 и α -частица с моментом l . Момент J составной системы равен 0, поэтому неравенство (1) дает

$$|l - J_1| \leq J = 0, \quad \text{т.е. } J_1 = l.$$

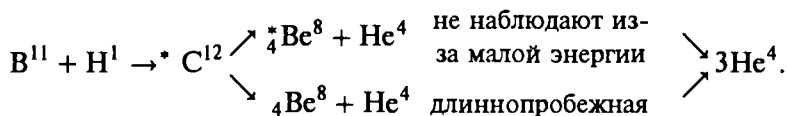
Далее, $\omega_0 = \omega_1 \omega_2 (-1)^{J_1}$, где ω_1 – четность α -частиц, а ω_2 – четность RaD. Так как это рассуждение одинаково относится к обоим уровням RaC', четность их одинакова. Аналогичное заключение может быть сделано и для кислорода на основании двух случаев совпадения резонансов для длиннопробежных α -частиц и пар. В этих случаях происходит α -распад на основной и возбужденный уровень O^{16} с одного и того же уровня компаунд-ядра неона.

В недавней работе Шиффа [10] проведен подробный анализ тех предположений о моментах и четности компаунд-ядер неона и возбужденных состояний кислорода, которые лучше всего объясняют результаты наблюдений (выходы различных продуктов и ширины резонансов). Шифф принимает ширину для захвата протона и испускания длиннопробежной α -частицы без барьера 33 кэВ, а аналогичную величину для короткопробежной α -частицы 100 кэВ. Высота барьера равна: F^{19} – 2,3 МэВ (для протона), O^{16} – 4,3 МэВ (для α -частицы).

Влияние барьера сказывается лишь для протонов и короткопробежных α -частиц и может быть точно учтено. Шиффу удалось так подобрать моменты компаунд-ядер, что все выходы и ширины для квантов и пар совпали с точностью до множителя 3.

Заметим, что при этом ему пришлось принять для O^{16} четность $\omega = +1$ и момент $J = 1$, так что наблюдаемое излучение должно рассматриваться как магнитное дипольное. Некоторые трудности возникли при рассмотрении самого узкого уровня 1076 кэВ, где пришлось предположить неправдоподобно большой момент первичных протонов (4), и самого широкого 1161 кэВ. Однако еще гораздо большие затруднения возникают при рассмотрении длиннопробежных α -частиц. Способ объяснения, который применяет Шифф, заключается в следующем. При увеличении момента α -частиц уменьшается вероятность прохождения через барьер для короткопробежных α -частиц, а для длиннопробежных барьер не существует. Поэтому при малых моментах преимущественно наблюдаются короткопробежные α -частицы, а при больших – длиннопробежные. Однако этот способ не может объяснить тот большой диапазон изменения отношения выходов, который наблюдается на практике.

Прежде чем переходить к нашей попытке объяснить это явление, я хочу указать, что столь же загадочное положение имеет место при распаде компаунд-ядра $*C^{12}$



Оказывается, что лишь одна пятидесятая часть компаунд-ядер $*C^{12}$ распадается через основное состояние Be^8 , давая длиннопробежную α -частицу. См. [37].

Изучение ядерного рассеяния α -частиц указывает на существование резонансного уровня с моментом 0 и энергией около 3 МэВ [36]. Этот уровень естественно отождествить с уровнем ${}^4_2\text{Be}^8$ в данной реакции (энергия 2,9 МэВ, ширина 0,8 МэВ). Итак, уровни Be^8 , так же как уровни O^{16} , имеют равную четность и момент $J = 0$, обладая при этом существенно разными свойствами в отношении α -распада. Мы вплотную подошли к необходимости введения приближенного квантового числа, которое отличало бы эти уровни.

§4. Изотопическая четность

В теории электронной оболочки большую роль играют приближенные квантовые числа, как, например, число орбитального момента или спин. Перенесение подобных понятий в ядерную физику наталкивается на ту трудность, что «степень неточности» таких понятий связана с неизвестными нам в деталях ядерными силами и, по всей вероятности, велика. Я хочу указать на существование специфически-ядерного приближенного интеграла движения, степень неточности которого хотя и не очень мала, но зато в основном связана с известными (кулоновскими) силами.

Как известно, в теории ядра, в связи с введением в теорию обменных сил и заряженных мезонов, необходимо рассматривать протон и нейтрон как два различных состояния одной и той же частицы. Формально это осуществляется введением новой степени свободы – изотопического спина, причем волновая функция системы ядерных частиц антисимметрична (с учетом изотопического спина). Легко показать, что мы придем к противоречиям, если не введем такой («полной») антисимметрии.

Рассмотрим превращение нейтрона в протон (с захватом положительного мезона). Матричный элемент равен, в естественных обозначениях, $V \approx (u_p \varphi u_N^{(1)})$. (Здесь u_p и $u_N^{(1)}$ – функции протона и нейтрона, φ – функция мезона.) Будем рассматривать теперь некоторый «отдаленный» нейтрон $u_N^{(2)}$, не взаимодействующий с мезоном φ , как часть нашей квантово-механической системы. Начальная функция антисимметрична

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \left(u^{(1)}(x_1) u^{(2)}(x_2) - u^{(1)}(x_2) u^{(2)}(x_1) \right).$$

Если мы предположим, что конечная функция описывает две «различные» частицы и может быть представлена в виде произведения $u_p u_N^{(2)}$, мы придем к измененному значению матричного элемента, ответственного за переход $V' = V/\sqrt{2}$. Этого, однако, не может быть, так как мы добавили нейтрон только «мысленно» (он находится где-то вдалеке). Выходом из положения является введение изотопического спина и «полной» антисимметрии.

По аналогичным соображениям необходимо вводить изотопический спин и для других пар частиц, способных к взаимопревращениям (электрон и нейтрино, электрон и позитрон).

Определим оператор изотопической четности T посредством формулы

$$T\Psi(x, s, \tau) = \Psi(x, s, -\tau). \quad (4)$$

Этот оператор превращает протоны в нейтроны и наоборот. Если число нейтронов не равно числу протонов, то этот оператор изменяет полный заряд. Такие случаи нас не интересуют, так как для таких систем математическое ожидание T тождественно равно 0, и из факта сохранения T нельзя сделать никаких следствий. В матричной форме оператор T может быть записан в виде произведения матриц, действующих на изотопические спины ядерных частиц:

$$T = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}_1 \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}_2 \cdots \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}_A. \quad (5)$$

В этих же обозначениях оператор Гамильтона имеет вид (матрица с индексом i действует на τ_i)

$$\begin{aligned} H = & - \sum_i \begin{pmatrix} (2M_p)^{-1} & 0 \\ 0 & (2M_N)^{-1} \end{pmatrix}_i \nabla_i^2 + \sum_{i,j} \begin{pmatrix} g_1 & 0 \\ 0 & g_2 \end{pmatrix}_i \begin{pmatrix} g_1 & 0 \\ 0 & g_2 \end{pmatrix}_j U_{ij} + \\ & + \sum_{i,j} \left[\begin{pmatrix} 0 & f \\ 0 & 0 \end{pmatrix}_i \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ f & 0 \end{pmatrix}_j + \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ f & 0 \end{pmatrix}_i \begin{pmatrix} 0 & f \\ 0 & 0 \end{pmatrix}_j \right] W_{ij} + \\ & + \sum_{i,j} \begin{pmatrix} e & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}_i \begin{pmatrix} e & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}_j \frac{1}{|r_i - r_j|} + \text{малые члены}. \quad (6) \end{aligned}$$

Единственное специальное предположение, которое мы сделаем, – это равенство констант g_1 и g_2 . Тем самым мы постулируем равенство необменных ядерных сил между 2-мя протонами с одной стороны и двумя нейтронами – с другой. Мы видим, что в таком случае некоммутирует T и H связана, главным образом, с последним членом в H – кулоновской энергией. (Различием масс нейтрона и протона в первом члене можно пренебречь.) Итак, если бы не было кулоновских сил, собственные функции H одновременно являлись бы собственными функциями T с собственными значениями $t = \pm 1$ (так как $T^2 = 1$). При α -распаде, испускании дейтонов и тому подобных ядерных реакциях имело бы место точное равенство

$$t_0 = t_1 t_2, \quad (7)$$

где t_0 – изотопическая четность компаунд-ядра, а t_1 и t_2 – четности продуктов распада. Оценим роль кулоновского взаимодействия.

Точные функции Ψ являются линейной комбинацией функций Ψ_{0j} , найденных без учета кулоновского взаимодействия

$$\Psi = \sum_j c_j \Psi_{0j}; \quad H_0 \Psi_{0j} = E_{0j} \Psi_{0j}; \quad H = H_0 + H_1. \quad (8)$$

Подставляя (8) в точное уравнение

$$H\Psi = E\Psi$$

с учетом

$$H_1\Psi_{0j} = \sum V_{jk}\Psi_{0k},$$

где V_{ij} - матричные элементы кулоновской энергии $V = H_1$

$$V_{ij} = \sum_{s,\tau} \int dx \Psi_{0j}^* V \Psi_{0i}, \quad (9)$$

имеем систему линейных уравнений для нахождения c_i :

$$\sum_j (V_{jk} + \delta_{jk}E_{0j} - \delta_{jk}E_j)c_j = 0; \quad (k = 1, 2, \dots). \quad (10)$$

Очень существенно, что V_{jk} исчезают, если j -ое и k -ое состояние обладают различными точными квантовыми числами J и ω . Действительно, J и Ω коммутируют с оператором кулоновского взаимодействия V , поэтому V диагонально в Ω - J -представлении.

Наша система (10) распадается на ряд подсистем, соответствующих постоянным J и ω . Рассмотрим одну из таких подсистем, для простоты пусть она состоит из двух уравнений (т. е. мы имеем только два близких уровня с одинаковым ω и J). Разность энергий для двух уровней с одинаковым J и ω и разным t обозначим Δ . Имеем подсистему

$$\left. \begin{aligned} c_1(V_{11} - E) + c_2V_{12} &= 0 \\ c_1V_{21} + c_2(V_{22} + \Delta - E) &= 0 \end{aligned} \right\}. \quad (10')$$

Имеем две системы решений

$$\left. \begin{aligned} a) \quad c_1 \approx 1; \quad c_2 \approx -\frac{V_{21}}{\Delta}; \quad E \approx 0 \\ b) \quad c_1 \approx \frac{V_{21}}{\Delta}; \quad c_2 \approx 1; \quad E \approx \Delta \end{aligned} \right\}. \quad (11)$$

Первая точная функция очень похожа на $\Psi_{1,0}$, а вторая на $\Psi_{2,0}$. В частности, математическое ожидание T у этих точных функций тоже близко к значению t для $\Psi_{1,0}$ и $\Psi_{2,0}$. Мы можем значения t для $\Psi_{1,0}$ и $\Psi_{2,0}$ рассматривать как приближенное квантовое число для точных функций. «Степень точности» квантового числа задается отношением $V_{21}/\Delta = \alpha$.

Действительно, составим матричный элемент для перехода, при котором не сохраняется приближенное квантовое число t . Энергию «возмущения» H_1 считаем коммутирующей с T

$$(\Psi_+^* + \alpha_1\Psi_-^*)H_1(\Psi_- + \alpha_2\Psi_+) = \Psi_+^*H_1\Psi_- + \alpha_1\Psi_-^*H_1\Psi_- + \alpha_2\Psi_+^*H_1\Psi_+ + \alpha_1\alpha_2\Psi_-^*H_1\Psi_+.$$

Интегрируя, находим, что матричный элемент имеет порядок величины $\alpha_1 + \alpha_2$ (первое и четвертое слагаемые исчезают из-за коммутации H_1 и T).

Оценим недиагональный элемент кулоновского взаимодействия (9), который запишем сокращенно

$$V_{ij} = \int dx \left(\Psi_+^* V \Psi_- \right). \quad (9)$$

Если мы вычтем из V постоянное число V_0 , равное средней кулоновской энергии стационарных состояний, недиагональный элемент не изменится

$$\int dx \left(\Psi_+^* V \Psi_- \right) = \int dx \left(\Psi_+^* (V - V_0) \Psi_- \right), \quad (9a)$$

так как $\int dx \Psi_+^* \Psi_- = 0$ (ортогональность).

По порядку величины

$$\int dx \left(\Psi_+^* (V - V_0) \Psi_- \right) \sim \int dx \left(\Psi^* | V - V_0 | \Psi \right) \quad (9b)$$

(мы заменили знакопеременную функцию $V - V_0$ ее модулем, и недиагональный матричный элемент диагональным). Последняя величина, однако, пропорциональна корню из дисперсии \sqrt{DV}

$$DV \quad - \quad \text{матем. ожид. } (V - V_0)^2.$$

Для оценки вычислим дисперсию для классического идеального газа из Z заряженных частиц в шаре радиуса R

$$DV = e^4 J = \left(\frac{4\pi R^3}{3} \right)^{-Z} \int \left[\sum_{i,j} \frac{e^2}{r_{ij}} - V_0 \right]^2 d\tau_1 \dots d\tau_Z$$

или

$$J = \left(\frac{4\pi R^3}{3} \right)^{-Z} \int \left[\sum_{i,j} \left(\frac{1}{r_{ij}} - \frac{1}{r_0} \right) \right]^2 d\tau_1 \dots d\tau_Z,$$

где положено

$$V_0 = \frac{e^2 Z(Z-1)}{2r_0}.$$

При $r_0 = 5R/6$ имеем правильное значение

$$V_0 = \frac{3e^2 Z(Z-1)}{5R}.$$

Вычисление даст

$$J = \frac{1,44Z(Z-1)(Z-2)(Z-3)}{4R^2} + \frac{1,457Z(Z-1)(Z-2)}{R^2} + \\ + \frac{2,25Z(Z-1)}{2R^2} - \frac{1,2Z^2(Z-1)^2}{4R\tau_0} + \frac{Z^2(Z-1)^2}{4\tau_0^2}.$$

Минимум этого выражения, действительно, лежит при $\tau_0 = 5R/6$. При этом значении τ_0 исчезает член с Z^4 и остается

$$J_{\min} = \frac{1}{R^2} (0,017Z^3 + 0,354Z^2 + 1,474Z).$$

Подставляя $Z = 8$ и $R = 4 \cdot 10^{-13}$ см (кислород), имеем оценку для $V_{ik} \sim \sqrt{DV} \sim 2$ МэВ. Эта оценка, вероятно, завышена, так как мы исходили при подсчете дисперсии из модели классического идеального газа. Такая величина матричного элемента делает возможным приписывать ядерным термам кислорода определенную изотопическую четность t только в том случае, если уровни с одинаковым ω и J , но различным t лежат не ближе, чем на несколько МэВ. Для того, чтобы объяснить странности α -распада, рассмотренные в предыдущем параграфе, мы предполагаем, что основной и возбужденный уровни кислорода и Be^8 имеют различную изотопическую четность. Для этих случаев отношение V_{ik}/Δ достаточно мало, так как в кислороде $\Delta = 6$ МэВ и в Be^8 $\Delta = 2,9$ МэВ.

Оценить Δ теоретически затруднительно. Если бы не было спиновых и обменных сил, Δ было бы равно нулю. Поэтому

$$\Delta \approx k_1 U_1 + k_2 U_2 \quad (\text{при малых } U_1 \text{ и } U_2),$$

где U_1 и U_2 — энергия спиновых и обменных сил, а k_1 и k_2 некоторые коэффициенты, которые, в принципе, могут зависеть от $A = 2Z$. Весьма возможно, однако, что k_1 и k_2 не зависят от Z и A (мы не сумели доказать это достаточно убедительно). В этом случае мы можем, используя тот факт, что сами U_1 и U_2 пропорциональны A и Z у не очень легких ядер,

$$U_1 = a_1 A, \quad U_2 = a_2 A,$$

написать

$$\Delta = (k_1 a_1 + k_2 a_2) A,$$

т.е. величина расщепления пропорциональна A и Z .

Трудно привести бесспорные доводы в пользу того, что основной и возбужденный уровни в кислороде и Be^8 , о которых шла речь в предыдущем параграфе, обладают различной изотопической четностью t . Однако, нам кажется все же, что это весьма вероятно по двум причинам.

- а) Аномально малое число длиннопробежных α -частиц при распаде компаунд-ядра ${}^*C^{12}$ и некоторых уровней ${}^*Ne^{20}$ легче всего объяснить тем, что эти уровни обладают четностью t , отличной от четности основного состояния Be^8 и O^{16} , но равной четности возбужденных уровней Be^8 и O^{16} .
- б) Для этих двух случаев (Be^8 и O^{16}) прекрасно выполняется пропорциональность Δ атомному весу.

Для решения вопроса представляет интерес изучение пар в других легких элементах, с целью выявить дальнейшие примеры $0 \rightarrow 0$ -переходов.

§5. Матричный элемент $0 \rightarrow 0$ -перехода

Мы примем, что ответственным за переход является кулоновское взаимодействие частиц ядра и электрона.

В случае полной конверсии это электрон оболочки, в случае образования пар это электрон дираковского «фона».

С этой точки зрения $0 \rightarrow 0$ -переход представляет своеобразную аналогию оже-эффекта, с той разницей, что роль «падающего» электрона играет ядро. Из электродинамики известно, что энергия кулоновского взаимодействия двух систем может быть представлена в двух формах (ρ_1 и ρ_2 – плотности зарядов)

$$H = \iint \frac{d\tau_1 d\tau_2 \rho_1 \rho_2}{|r_1 - r_2|} = \int d\tau_1 V_2 \rho_1, \quad (12a)$$

где потенциал V_2 удовлетворяет уравнению Пуассона. При этом в случае сферической симметрии задачи

$$V_2(r) = 4\pi \int dr_0 f(r_0, r) r_0^2 \rho_2(r_0), \quad (13a)$$

где

$$\left. \begin{aligned} f(r_0, r) &= 1/r \quad \text{при } r > r_0 \\ f(r_0, r) &= 1/r_0 \quad \text{при } r < r_0 \end{aligned} \right\}. \quad (14)$$

Эти соотношения автоматически переносятся на случай вычисления недиагонального матричного элемента, ответственного за $0 \rightarrow 0$ -переход.

В качестве «базисных» функций мы возьмем произведения волновых функций стационарных состояний ядра φ_0, φ_1 на волновые функции стационарных состояний электрона Ψ_0, Ψ_1 . Тогда имеем формулу для матричного элемента, ответственного за переход (аналогично (12a)):

$$H_{10} = e \int dx r_{10}(x) V_{10}(x). \quad (12b)$$

Здесь r_{10} – матричный элемент электронной плотности в какой-либо точке пространства, равный для одноэлектронного случая просто $(\Psi_0 \Psi_1^*)$, где скобка означает суммирование по дираковской переменной от 1 до 4. V_{10} есть взятый в той

же точке пространства матричный элемент потенциала ядра

$$V_{10}(\mathbf{x}) = \sum_{i=1}^A \int d\mathbf{x}_1 \dots d\mathbf{x}_A \sum_{s,\tau} \varphi_i^* \frac{\begin{pmatrix} e & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}_i}{|\mathbf{x}_i - \mathbf{x}|} \varphi_0. \quad (15)$$

Здесь матрица действует на изотопический спин i -ой ядерной частицы.

Этот матричный элемент может быть также выражен по аналогии с (13a) через матричный элемент плотности протонов ρ_{10} :

$$\rho_{10}(\mathbf{x}) = \sum_i \int_{\mathbf{x}_i=\mathbf{x}} d\mathbf{x}_1 \dots d\mathbf{x}_A \sum_{s,\tau} \varphi_i^* \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \varphi_0, \quad (16)$$

$$V_{10}(r) = 4\pi e \int_0^R dr_0 \rho_{10}(r_0) f(r, r_0) r_0^2. \quad (13b)$$

Здесь R – радиус ядра.

Возможность такого преобразования связана со сферической симметрией задачи. Докажем эту сферическую симметрию. Если $J = 0$, то нет вырождения по m_z и волновая функция имеет одинаковый вид в различных системах координат, повернутых друг относительно друга. Поэтому, если \mathbf{x}_1 и \mathbf{x}_2 имеют равный модуль, мы можем вычислить $V_{10}(\mathbf{x}_1)$ в одной системе координат и $V_{10}(\mathbf{x}_2)$ в другой системе координат, относительно которой точка \mathbf{x}_2 расположена так же, как точка \mathbf{x}_1 относительно первой системы, и получаем одно и то же число. То же самое относится к ρ_{10}

$$\begin{aligned} V_{10}(\mathbf{x}_1) &= V_{10}(\mathbf{x}_2) \\ \rho_{10}(\mathbf{x}_1) &= \rho_{10}(\mathbf{x}_2) \end{aligned} \quad \text{если } |\mathbf{x}_1| = |\mathbf{x}_2| = r. \quad (17)$$

Если теперь

$$\begin{aligned} \varphi_0(\mathbf{x}, s, \tau) &= \varphi_0(-\mathbf{x}, s, \tau) \\ \varphi_1(\mathbf{x}, s, \tau) &= -\varphi_1(-\mathbf{x}, s, \tau) \end{aligned}$$

(различная четность начального и конечного состояния), то на основании (15) и (16) при $\mathbf{x}_1 = -\mathbf{x}_2$ имеем

$$\left. \begin{aligned} V_{10}(\mathbf{x}_1) &= -V_{10}(\mathbf{x}_2) \\ \rho_{10}(\mathbf{x}_1) &= -\rho_{10}(\mathbf{x}_2). \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

Сравнивая (17) и (18), имеем

$$\begin{aligned} V_{10} &\equiv 0 \\ \rho_{10} &\equiv 0 \end{aligned} \quad \text{при } \omega_0 = -\omega_1.$$

Это и есть обоснование утверждения Оппенгеймера и Швингера [6] о том, что $0 \rightarrow 0$ -переход с изменением четности ω не может быть объяснен электромагнитными силами.

Докажем теперь, что V_{10} исчезает вне ядра. Для этого рассмотрим оператор плотности заряда ядра $e\rho(r_0)$ и оператор полного заряда ядра Z :

$$Z = 4\pi e \int_0^R \rho(r_0) r_0^2 dr_0. \quad (19)$$

Так как этот оператор коммутирует с оператором энергии, то его недиагональные матричные элементы равны 0:

$$Z_{10} = 0 = 4\pi e \int_0^R \rho_{10}(r_0) r_0^2 dr_0.$$

При $r > R > r_0$ имеем $f(r_0, r) = 1/r$ и $V_{10}(r) = Z_{10}/r$ (на основании (13b)). Поэтому при $r > R$

$$V_{10}(r) = 0. \quad (20)$$

Результаты (17) и (20) допускают простую классическую интерпретацию. Единственным случаем движения зарядов в заряженном шарике, при котором не возникает магнитного поля и излучения электромагнитных волн, является случай радиальных пульсаций. Вне шарика электростатический потенциал постоянен и равен Ze/r , а внутри шарика состоит из постоянной части V_{00} (которая соответствует диагональному матричному элементу квантовой теории) и периодически меняющейся во времени части V_{10} (которая соответствует недиагональному матричному элементу). Это модельное представление полезно иметь в виду.

Мы хотим здесь подчеркнуть еще, что исчезновение V_{10} вне ядра, столь важное для дальнейших вычислений, целиком связано с принятием точного выполнения закона Кулона на близких расстояниях. Недавно Кикучи [34], обсуждая аномалию в тонкой структуре водородного спектра, предположил, что потенциал протона по отношению к электрону имеет другой вид (конкретный вид функции заимствован был им из теории Боппа и Подольского [35])

$$V = -e^2 \frac{1 - e^{-\kappa r}}{r}, \quad (21)$$

где для κ он определил величину порядка 14 электронных масс. Если бы имелись такие сильные отклонения от закона Кулона, то они немедленно сказались бы на рассматриваемом явлении, особенно на угловом распределении пар в кислороде. Впрочем, такие сильные отклонения имели бы и другие проявления, которые, однако, до сих пор не наблюдались.

В основу всех дальнейших вычислений положена формула (12), где $V_{10}(r)$ отлично от нуля внутри ядра, а r_{10} приближенно постоянно внутри ядра. r_{10} изменяется внутри ядра по двум причинам.

1. Заметное изменение имело бы место, если бы длина волны Де'Бройля электрона $\lambda = \lambda/2\pi$ была бы одного порядка с размерами ядра. Однако, в случаях RaC' и O^{16} этими эффектами можно пренебречь. Электрон с энергией 6 МэВ имеет $\lambda = 3,3 \cdot 10^{-12}$ см, что, примерно, в 8 раз превышает радиус ядра кислорода. По этой же причине при разложении на сферические волны мы можем учитывать лишь $j = \pm 1$.
2. В RaC' $s = \sqrt{1 - e^4 Z^2} = 0,79$. Поэтому, если бы весь заряд ядра был сосредоточен в центре, r_{10} изменялась бы весьма заметно внутри ядра (по закону $(r/R)^{2s-2}$).

На основании теоремы о «среднем значении»

$$\int r_{10} V_{10} dx = r_{10}(R') \int V_{10} dx. \quad (22)$$

Здесь $R' \leq R$; $r_{10}(R') \approx r_{10}(R)$, (R – радиус ядра). Например, при $V_{10} = \text{const}$ при $r < R$, $r_{10}(R') = \frac{3}{2s+1} r_{10}(R)$, т.е. ошибка меньше, чем на 10%. Поэтому, заменяя в (22) R' на R , можем переписать (12) в виде

$$\left. \begin{aligned} H_{10} &= 4\pi V_0 e r_{10}(R) \\ V_0 &= \int_0^R V_{10}(r) r^2 dr \\ r_{10} &= \sum_s \Psi_0(R) \Psi_1^*(R) \end{aligned} \right\}. \quad (23)$$

В качестве волновых функций мы будем пользоваться или плоскими волнами (параграф 6) или решениями уравнения Дирака в поле $-Ze^2/r$; в конце параграфа 7 мы обсудим вопрос о законности использования этих функций вместо решений уравнения Дирака в поле конечного состояния ядра.

Зная H_{10} , можно вычислить «дифференциальную» и полную вероятность перехода по общей формуле теории возмущений

$$d\lambda = 2\pi \rho_E |H_{10}|^2. \quad (24)$$

Здесь ρ_E – плотность конечных состояний на интервал энергии.

Если в конечном состоянии мы имеем плоские волны, удовлетворяющие красивым условиям на границах единичного куба, то ρ_E , относящаяся к элементу телесного угла $d\Omega$ (p – импульс, E – энергия, знаком + и – отмечены величины, относящиеся к электрону и позитрону),

для электронов

$$\rho_E = \frac{p_e E_e}{(2\pi)^3} d\Omega, \quad (25a)$$

для пар

$$\rho_E = \frac{p_+ E_+ p_- E_-}{(2\pi)^6} d\Omega_+ d\Omega_- dE_+. \quad (25b)$$

Если в конечном состоянии мы имеем сферические волны, удовлетворяющие краевым условиям на поверхности сферы единичного радиуса, то ρ_E , относящаяся к фиксированным угловым квантовым числам j и m , для электронов

$$\rho_E = \frac{E_e}{\pi p_e}, \quad (25c)$$

для пар

$$\rho_E = \frac{E_+ E_-}{\pi^2 p_+ p_-} dE_+. \quad (25d)$$

§6. Борновское приближение

В случае кислорода мы можем для позитронов и свободных электронов в качестве волновых функций пользоваться плоскими волнами.

Начальная функция для конверсии (для двух возможных ориентаций спина, a_0 – борровский радиус атома водорода):

$$\begin{aligned} \uparrow \quad \Psi_1 &= Z^{3/2} \pi^{-1/2} a_0^{-3/2}, & \Psi_2 &= 0, & \Psi_3 &= 0, & \Psi_4 &= 0 \\ \downarrow \quad \Psi_1 &= 0, & \Psi_2 &= Z^{3/2} \pi^{-1/2} a_0^{-3/2}, & \Psi_3 &= 0, & \Psi_4 &= 0. \end{aligned}$$

Конечная функция (нормированная в единичном кубе):

$$\begin{aligned} \uparrow \quad \Psi_1 &= \sqrt{\frac{E_e + m}{2E_e}}, & \Psi_2 &= 0, & \Psi_3, \Psi_4 & \text{ничего не вносят в } r_{10}. \\ \downarrow \quad \Psi_1 &= 0, & \Psi_2 &= \sqrt{\frac{E_e + m}{2E_e}}, \end{aligned}$$

Матричный элемент плотности r_{10} :

$$(\downarrow\uparrow) = 0, \quad (\uparrow\uparrow) = (\downarrow\downarrow) = Z^{3/2} \pi^{1/2} a_0^{-3/2} \left(\frac{E_e + m}{2E_e} \right)^{1/2}.$$

С помощью (24), (23), (25a)

$$\lambda_e = 16 p_e (m + E_e) (Z/a_0)^3 V_0^2. \quad (26)$$

Аналогично для числа пар (используя (24), (23), (25b))

$$d\lambda_\pi = 2\pi \frac{E_+ E_-}{(2\pi)^6} (4\pi V_0)^2 \text{SS} |(u_0 u_1^*)|^2 d\Omega_+ d\Omega_- dE_+.$$

Суммирование SS по спинам начального и конечного состояния легче всего выполнить, сведя к вычислению следа («шпура») от произведений дираковских матриц (см. у Гейтлера [26]). u_0 – волновая функция отрицательной энергии.

$$H u_0 = -E_+ u_0,$$

$$\begin{aligned} \text{SS}(u_0^* u_1)(u_1^* u_0) &= \frac{1}{2E_+} \text{SS}(u_0^* u_1)(u_1^* [E_+ - H] u_0) = \\ &= \frac{1}{4E_+ E_-} \text{Sp}(E_+ - H_0)(E_- - H_1) = \frac{1}{E_+ E_-} (E_+ E_- - p_0 p_1 - m^2). \end{aligned}$$

Начальный импульс $p_0 = -p_+$; конечный импульс $p_1 = p_-$. Окончательно

$$\begin{aligned} d\lambda_\pi &= \Lambda d\Omega_+ d\Omega_- dE_+, \\ \Lambda &= V_0^2 / 2\pi^3 \cdot p_+ p_- (E_+ E_- + p_+ p_- \cos \vartheta - m^2). \end{aligned} \quad (27)$$

Здесь ϑ – угол между направлениями вылета электрона и позитрона.

Сформулируем кратко предположения, лежащие в основе этой формулы.

- Существенно, что взаимодействие электронно-позитронного поля с ядром распространяется на область, малую сравнительно с длиной волны. Поэтому проверка этой формулы одновременно является весьма прецизионной проверкой закона Кулона.
- Существенно, что ответственным за переход является именно кулоновское взаимодействие. Действительно, предположим на минуту, что совпадение резонансов для длиннопробежных α -частиц только кажущееся и что в действительности уровни $\pi^+ O^{16}$ и O^{16} имеют различную четность ω . Тогда процесс распада может идти через промежуточное состояние нейтрального псевдоскалярного мезона (если такой существует)

$$\begin{aligned} d\lambda &\sim p_+ p_- \text{Sp}(-H_0 + E_+) \rho_2 (H_1 + E_-) \rho_2, \\ d\lambda &\sim p_+ p_- (E_+ E_- - p_+ p_- \cos \vartheta + m^2). \end{aligned}$$

Такому процессу соответствовал бы примерно тот же спектр, что и формула (27), но другое угловое распределение (тупой средний угол $\vartheta_{\text{ср}}$).

- Существенно, что мы не учитывали кулоновского поля ядра и взаимодействия между электроном и позитроном. Учет влияния первого фактора на проинтегрированную по углам вероятность может быть произведен с помощью вычислительной схемы (23)–(24), чем мы и займемся в следующем параграфе, для целей анализа опытов с RaC' . Однако вычисление дифференциальной вероятности требует особого рассмотрения как для первого, так и для второго фактора (см. § 10, 11).

Обсудим найденные формулы (26) и (27).

Угловое распределение имеет вид:

$$d\lambda \sim 1 + A \cos \vartheta; \quad A = \frac{p_+ p_-}{E_+ E_- - m^2}, \quad (28)$$

$A = 1$ при $p_+ = p_-$ и $A \approx 1$ для всей средней части спектра.

Среднее значение ϑ равно

$$\vartheta_{\text{ср}} = \frac{\pi}{2}(1 - A/4), \quad (29)$$

что дает для $A = 1$ $\vartheta_{\text{ср}} = 67,5^\circ$; наблюдаемый на опыте средний угол будет несколько больше и зависит от того, в какой мере в условиях опыта выделена средняя область спектра.

Важно отметить, что при образовании пар квантами дипольного и квадрупольного излучения мы имеем, согласно Розе и Уленбеку [20], совсем другое угловое распределение. Средний угол падает для этих процессов с ростом энергии пары, и, обычно, много меньше $67,5^\circ$.

Проинтегрированная (полная) вероятность образования пары

$$\lambda_\pi = J(E_0 - 2m)(4\pi)^2 \Lambda_{\text{max}} = \frac{JV_0^2}{2\pi}(E_0 - 2m)^3(E_0 + 2m)^2. \quad (30)$$

Коэффициент J найден численным интегрированием для случая O^{16} $J = 0,61$.

Отношение числа пар к числу электронов:

$$\frac{\lambda_\pi}{\lambda_e} = \frac{J}{32\pi} \frac{(E_0 + 2m)^2}{p(m + E_e)} \left[\frac{(E_0 - 2m)a_0}{Z} \right]^3. \quad (31)$$

Находим, что число пар в 28.000 раз больше числа единичных электронов.

§7. Влияние кулоновского поля ядра на λ_e и λ_π

Разделение переменных в уравнении Дирака в кулоновском центральном поле возможно только в сферических координатах. Поэтому нахождение углового распределения пар требует своеобразного рассмотрения – приходится учитывать фазовые соотношения между отдельными гармониками. Однако проинтегрированная по углам вероятность может быть найдена очень просто.

В окрестности ядра существенны 4 гармоники:

$$\begin{array}{ll} I) \quad j = -1, m = 1/2, & II) \quad j = -1, m = -1/2, \\ III) \quad j = +1, m = 1/2, & IV) \quad j = +1, m = -1/2. \end{array}$$

Волновые функции суть (см. у Бете [25]):

При $j = -1$ ($S_{1/2}$ по спектроскопическому обозначению)

$$\begin{aligned} u_1 &= \frac{i\mathbf{x}(r)}{r} \sqrt{\frac{3/2 - m}{3}} Y_{1,m-1/2}, \\ u_2 &= \frac{i\mathbf{x}(r)}{r} \sqrt{\frac{3/2 + m}{3}} Y_{1,m+1/2}, \\ u_3 &= \frac{y(r)}{r} \sqrt{m + 1/2} Y_{0,m-1/2}, \\ u_4 &= -\frac{y(r)}{r} \sqrt{-m + 1/2} Y_{0,m+1/2}, \end{aligned}$$

При $j = +1$ ($P_{1/2}$ по спектроскопическому обозначению)

$$\begin{aligned} u_1 &= \frac{i\mathbf{x}}{r} \sqrt{1/2 + m} Y_{0,m-1/2}, \\ u_2 &= -\frac{i\mathbf{x}}{r} \sqrt{1/2 - m} Y_{0,m+1/2}, \\ u_3 &= \frac{y}{r} \sqrt{\frac{3/2 - m}{3}} Y_{1,m-1/2}, \\ u_4 &= -\frac{y}{r} \sqrt{\frac{3/2 + m}{3}} Y_{1,m+1/2}. \end{aligned} \quad (32)$$

Здесь

$$Y_{0,0} = \frac{1}{\sqrt{4\pi}}; \quad Y_{1,0} = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \cos \vartheta; \quad Y_{1,\pm 1}(\vartheta, \varphi) = \sqrt{\frac{3}{8\pi}} \sin \vartheta e^{\pm i\varphi}.$$

Радиальные функции нормированы с весом 1. В этом параграфе мы будем применять условие нормировки в сфере единичного радиуса

$$\int_0^1 (|\mathbf{x}|^2 + |\mathbf{y}|^2) dr = 1. \quad (33)$$

Условие нормировки на интервал энергии в непрерывном спектре имеет вид

$$\int_0^\infty \mathbf{x}^* dr \int_{E-\Delta/2}^{E+\Delta/2} \mathbf{x} dE' + \int_0^\infty \mathbf{y}^* dr \int_{E-\Delta/2}^{E+\Delta/2} \mathbf{y} dE'. \quad (33')$$

Функции, определенные (33'), отличаются от функций, определенных (33), множителем $\sqrt{E/\pi r}$. τ_{10} выражается через нормированные по (33) функции

$$\tau_{10}(R) = e \frac{x_1(R)x_0^*(R) + y_1(R)y_0^*(R)}{4\pi R^2} \delta_{j_0 j_1} \delta_{m_0 m_1}. \quad (34)$$

Радиальные функции удовлетворяют системе уравнений

$$\begin{aligned} \left[\frac{d}{dr} - \frac{j}{r} \right] \mathbf{x} &= \left[m - E - \frac{e^2 Z}{r} \right] \mathbf{y}, \\ \left[\frac{d}{dr} + \frac{j}{r} \right] \mathbf{y} &= \left[m + E + \frac{e^2 Z}{r} \right] \mathbf{x}. \end{aligned} \quad (35)$$

Решение ищем в виде (см. Мотт и Месси [27], Бете [25])

$$\begin{aligned}x &= i\sqrt{E - m}(\varphi_2 - \varphi_1), \\y &= \sqrt{E + m}(\varphi_2 + \varphi_1)\end{aligned}\quad (36a)$$

и находим

$$\begin{aligned}\varphi_1 &= c(s - i\varepsilon)F(s - i\varepsilon + 1, 2s + 1, -2ipr)e^{ipr}r^s, \\ \varphi_2 &= c(-j + i\mu)F(s - i\varepsilon, 2s + 1, -2ipr)e^{ipr}r^s,\end{aligned}\quad (36b)$$

где положено

$$s = \sqrt{1 - e^4 Z^2}; \quad \varepsilon = \frac{e^2 Z E}{p}; \quad \mu = \frac{e^2 Z m}{p};$$

F – вырожденная гипергеометрическая функция

$$F(a, b, \rho) = 1 + \frac{a}{b}\rho + \frac{a(a+1)}{1 \cdot 2 \cdot b \cdot (b+1)}\rho^2 + \dots$$

Первые члены асимптотического разложения F по обратным степеням ρ суть (см. Мотт и Месси [27])

$$\frac{(-\rho)^{-a}\Gamma(b)}{\Gamma(b-a)} \quad \text{и} \quad \frac{e^\rho \rho^{a-b}\Gamma(b)}{\Gamma(a)}.$$

Решение (36b) может быть преобразовано к более удобному виду умножением на некоторое комплексное число, модуль которого = 1:

$$\begin{aligned}\varphi_1 &= c(a + ib)F(s - i\varepsilon + 1, 2s + 1, -2ipr)e^{ipr}r^s, \\ \varphi_2 &= c(a - ib)F(s - i\varepsilon, 2s + 1, -2ipr)e^{ipr}r^s.\end{aligned}\quad (36c)$$

Числа a и b удовлетворяют условиям

$$\frac{a + ib}{a - ib} = \frac{s - i\varepsilon}{-j + i\mu}, \quad a^2 + b^2 = 1 + \mu^2 = s^2 + \varepsilon^2.$$

Отсюда

$$a = \sqrt{\frac{1}{2}(1 + \mu^2 - \varepsilon\mu - sj)}, \quad b = \sqrt{\frac{1}{2}(1 + \mu^2 + \varepsilon\mu + sj)}.$$

Заметим, между прочим, что наши функции x и y действительны во всей области изменения r , с чем и связано их удобство для вычислений. Это легко показать с помощью тождества

$$F(a, b, \rho) = F(b - a, b, -\rho)e^\rho.$$

Асимптотическое разложение x и y

$$\begin{aligned} x &= 2c\sqrt{E-m} \cdot d \cdot \sin(pr + \sigma_j), \\ y &= 2c\sqrt{E+m} \cdot d \cdot \cos(pr + \sigma_j), \end{aligned} \quad (37)$$

$$\begin{aligned} d &= \sqrt{s^2 + \varepsilon^2} (2p)^{-2s} \frac{\Gamma(2s+1)}{|\Gamma(s-i\varepsilon+1)|} e^{-\pi\varepsilon/2} = \\ &= -\operatorname{arctg} \frac{b}{a} - \frac{\pi s}{2} + \varepsilon \ln(2pr) + \operatorname{arctg} \frac{\operatorname{Im} \Gamma(s-i\varepsilon+1)}{\operatorname{Re} \Gamma(s-i\varepsilon+1)}. \end{aligned} \quad (38)$$

Обозначив σ_{+1} и σ_{-1} – фазы, соответствующие $j = \pm 1$, имеем

$$\sigma_{+1} - \sigma_{-1} = \frac{1}{2} \operatorname{Im} \ln \left[\frac{a_+ + ib_+}{a_+ - ib_+} : \frac{a_- + ib_-}{a_- - ib_-} \right] = \frac{1}{2} \operatorname{Im} \ln \left[\frac{1 + i\mu}{-1 + i\mu} \right] = -\operatorname{arctg} \frac{1}{\mu}. \quad (38a)$$

Постоянную c находим из условия нормировки (33) или (33'). Имеем соответственно

$$c = \frac{(2p)^s}{4\sqrt{E}} \eta, \quad (39)$$

$$c' = \frac{(2p)^s}{4\sqrt{\pi p}} \eta, \quad (39')$$

где

$$\eta = 2 \frac{|\Gamma(s+i\varepsilon)|}{\Gamma(2s+1)} e^{\pi\varepsilon/2}. \quad (40)$$

При $e^2 Z \ll 1$, $\eta = 1$.

При $\varepsilon \rightarrow \pm\infty$ можно применить формулу Стирлинга. Введем обозначение: при $E > 0$ $\varepsilon = \varepsilon_-$; при $E = -E_+ < 0$ $\varepsilon_+ = |\varepsilon|$. Находим при $\varepsilon_- \rightarrow \infty$

$$\eta_- = \frac{2}{\Gamma(2s+1)} (2\pi)^{\frac{1}{2}} \varepsilon_-^{s-\frac{1}{2}}. \quad (40a)$$

При $\varepsilon_+ \rightarrow \infty$

$$\eta_+ = \frac{2}{\Gamma(2s+1)} (2\pi)^{\frac{1}{2}} \varepsilon_+^{s-\frac{1}{2}} e^{-\pi\varepsilon_+}. \quad (40b)$$

Экспонента связана с тем, что отталкивание от ядра создает для позитрона потенциальный барьер.

Волновые функции K -электрона хорошо известны (см. Бете [25])

$$\begin{aligned} x &= \frac{(2me^2 Z)^{s+1/2}}{(\Gamma(2s+1))^{1/2}} \sqrt{\frac{m-E}{2m}} r^s e^{-rme^2 Z}, \\ y &= \frac{(2me^2 Z)^{s+1/2}}{(\Gamma(2s+1))^{1/2}} \sqrt{\frac{m+E}{2m}} r^s e^{-rme^2 Z}. \end{aligned} \quad (41)$$

Для нахождения x и y в точке R можно положить $F = 1$. Имеем

$$\begin{aligned}x &= 2cb\sqrt{E - mR^s}, \\y &= 2ca\sqrt{E + mR^s}.\end{aligned}$$

Эти выражения могут быть упрощены, если подставить явные выражения a и b и учесть тождества (начиная с этого места, мы будем писать $m = 1$)

$$\begin{aligned}(E - 1)(\mu^2 + \varepsilon\mu) &= 1 - s^2, \\(E + 1)(\mu^2 - \varepsilon\mu) &= -1 + s^2.\end{aligned}$$

Имеем при $j = +1$, для электронных состояний

$$\begin{aligned}x &= c\sqrt{2R^s}\sqrt{(1+s)(E_- - s)}, \\y &= c\sqrt{2R^s}\sqrt{(1-s)(E_- - s)}.\end{aligned}\tag{42a}$$

Соответственно при $j = -1$

$$\begin{aligned}x &= c\sqrt{2R^s}\sqrt{(1-s)(E_- + s)}, \\y &= c\sqrt{2R^s}\sqrt{(1+s)(E_- + s)}.\end{aligned}\tag{42b}$$

Здесь c задано формулой (39).

Для позитронных состояний целесообразно иметь действительные выражения для c , $x(R)$ и $y(R)$. Поэтому мы имеем

$$c = \frac{(2p)^s}{4\sqrt{E_+}}\eta_+.$$

При $j = +1$

$$\begin{aligned}x &= c\sqrt{2R^s}\sqrt{(1+s)(E_+ + s)}, \\y &= c\sqrt{2R^s}\sqrt{(1-s)(E_+ + s)}.\end{aligned}\tag{42c}$$

При $j = -1$

$$\begin{aligned}x &= c\sqrt{2R^s}\sqrt{(1-s)(E_+ - s)}, \\y &= c\sqrt{2R^s}\sqrt{(1+s)(E_+ - s)}.\end{aligned}\tag{42d}$$

Матричный элемент составляем для каждого j и m , согласно формулам (34) и (23).

Обозначим H_{10} при $j = \pm 1$ через H_{\pm} . Имеем

$$\begin{aligned}H_{\pm} &= V_0 R^{2s-2} \frac{(2p_+)^s (2p_-)^s}{4\sqrt{E_+ E_-}} W_{\pm}, \\W_+ &= \sqrt{(E_- - s)(E_+ + s)}, \\W_- &= \sqrt{(E_- + s)(E_- - s)}.\end{aligned}\tag{43}$$

С помощью (24) и (25c), (25d) находим выражения для вероятности:

$$\lambda_e = \frac{2^{4s+1}(Ze^2)^{2s+1}\eta_e^2}{\Gamma(2s+1)} p_e^{2s+1} (E_e + s)V_0^2 R^{4s-4}, \quad (44)$$

$$d\lambda_\pi = \frac{2^{4s+1}\eta_+^2\eta_-^2}{\pi} p_+^{2s-1} p_-^{2s-1} (E_+ E_- - s^2)V_0^2 R^{4s-4}. \quad (45)$$

Эти формулы совпадают с найденными Юкава и Саката [17].

Целью работы Юкава и Саката было объяснение экспериментальных результатов Алиханова и Спивака [14], которые изучали позитронный спектр от RaC' . Юкава и Саката получили отношение для числа пар к числу электронов полной внутренней конверсии $3 \cdot 10^{-3}$, что было недостаточно для объяснения «бугорка» на экспериментальной кривой. Позднее позитронный спектр в RaC' изучался в работе Алиханова и Латышева [19]. Было найдено, что весь спектр может быть объяснен за счет пар конверсии γ -квантами. Авторы отмечают странность того обстоятельства, что не было обнаружено никаких пар, связанных с уровнем 1,414.

Мы хотим сделать в этой связи два замечания. Во-первых, как нам кажется, численная оценка Юкава и Саката несколько завышена (наши вычисления приведены ниже). Во-вторых, образование пар с уровня 1,414 может маскироваться парами с уровня 1,390, что усугубляется тем обстоятельством, что, примерно, в этой области скачка 1,390 спектр пар с уровня 1,414 имеет максимум. Выходом из этой экспериментальной трудности может быть не только усовершенствование существующей аппаратуры, но и переход к изучению пар по методу совпадений для электрона и позитрона с одновременной фиксацией энергии того и другого. Если будет избран этот способ, то большую роль приобретает вопрос об угловом распределении пар, чему посвящен параграф 10.

Составим отношение $\frac{d\lambda_\pi}{\lambda_e dE_+}$, которое не содержит неизвестного фактора V_0 . Для Γ -функций комплексного аргумента применим формулу Стирлинга

$$|\Gamma(s - i\varepsilon)| = (2\pi)^{1/2} \varepsilon^{s-1/2} e^{-\pi\varepsilon/2} A.$$

Формула Стирлинга: $A = 1$.

Точная формула известна: $\begin{cases} \text{при } s = 1/2 & A = (1 + e^{-2\pi\varepsilon})^{-1/2}, \\ \text{и при } s = 1 & A = (1 - e^{-2\pi\varepsilon})^{-1/2}. \end{cases}$

В нашем случае $\varepsilon_e = 0,637$, а ε_+ и ε_- много больше. Поэтому A при $S = 0,79$ вряд ли отличается от 1 больше, чем на 1-2%.

Имеем

$$\lambda_e = \frac{2^{4s+4}(Ze^2)^{4s}\pi E_e^{2s-1}}{[\Gamma(2s+1)]^3} (E_e + s)V_0^2 R^{4s-4}, \quad (46)$$

$$\lambda_e = 3,59 \cdot 10^3 V_0^2,$$

$$\begin{aligned}
 d\lambda_\pi/\lambda_e &= Q\Lambda dE_+, \\
 Q &= \frac{2}{\Gamma(2s+1)(\varepsilon^2 Z)^2 E_e^{2s-1}(E_e+s)} = 0,38, \\
 \Lambda &= (E_+ E_-)^{2s+1} (E_+ E_- - s^2) e^{-2\pi\varepsilon_+}.
 \end{aligned} \tag{47}$$

В этой форме наглядно видно характерную особенность спектра пар, вычисленного с учетом кулоновского поля ядра, которая заключается в резком обрыве спектра при $E_+ = E_0 - 1$ (сравни [21]). Вычисленный по этой формуле спектр совпадает по виду с приведенным у Юкава и Саката. Величина обрыва $5,8 \cdot 10^{-3}$. Полное число пар $2,4 \cdot 10^{-3}$ (в единицах λ_e).

Обращает на себя внимание наличие максимума при энергии позитрона 1,693, что весьма близко к «скачку» для линии 1,390 (и еще ближе к его положению по данным Латышева = 1,370).

Обратимся теперь к оценке законности замены точных волновых функций решениями уравнения Дирака с потенциалом $-Ze^2/r$. Чтобы избежать вычислений в непрерывном спектре, будем рассматривать функции, удовлетворяющие краевым условиям на поверхности сферы радиуса ρ . Точные функции являются комбинацией приближенных и удовлетворяют системе уравнений типа (10). Матричный элемент H_{10} энергии возмущения (которая связана с «размазыванием» заряда ядра) определяется по формуле (23), только вместо V_{10} надо подставить изменение потенциала ядра при размазывании заряда.

Имеем V_0 по порядку величины $\int dr \cdot r^2 V_{10} \approx e^2 Z^2$, r_{10} определяем с помощью (34), (39), (42b):

$$r_{10} = \frac{p^{2s} R^{2s-2} 2^{2s-4} \eta^2 (E+s)}{\pi \rho}.$$

Составляя, по аналогии с (11), выражение $c_{10} = H_{10}/\Delta$, где расстояние между термами Δ , находим из (25с) $\Delta = \pi p/\rho E$; имеем

$$c_{10} = 2^{2s-2} \frac{p^{2s-1} R^{2s} e^2 Z \eta^2 (E+s)}{\pi} \ll 1.$$

Этот критерий не связан с методом оценки (радиус сферы ρ выпадает из результата). Критерий выполняется во всех интересующих нас случаях. Его выполнение при больших η (малых p_-) можно проверить с помощью формулы Стирлинга.

§8. Оценка абсолютной вероятности процесса

Для оценки абсолютной вероятности перехода типа $0 \rightarrow 0$ необходимо вычислить матричный элемент V_{10} и V_0 . Первый способ оценки основывается на возможности рассматривать движение частиц в ядре как совокупность малых колебаний. Пусть обобщенная координата, соответствующая радиальным пульсациям ядра,

есть смещение границы ядра при колебаниях $q = R - R_0$. Потенциал ядра в каждой точке может быть разложен в ряд по q :

$$V(q, r) = V_{00}(r) + qF(r); \quad F = \left. \frac{\partial V}{\partial q} \right|_{q=0}. \quad (48)$$

F находим из соображений электростатики. Предположим, что ядро колеблется так, что в любой момент оно является равномерно-заряженным шаром радиуса R

$$\begin{aligned} V(r, R) &= \frac{Ze}{r} && \text{при } r > R, \\ V(r, R) &= \frac{Ze}{R} (3/2 - r^2/2R^2) && \text{при } r < R, \\ F = \left. \frac{\partial V}{\partial q} \right|_{q=0} &= \left. \frac{\partial V}{\partial R} \right|_{R=0} = \begin{cases} 0 & \text{при } r > R, \\ -\frac{3Ze}{2R^2} (1 - r^2/R^2) & \text{при } r < R. \end{cases} \end{aligned} \quad (49)$$

Матричный элемент потенциала (где φ_1 и φ_0 – собственные функции осциллятора ядра)

$$\left. \begin{aligned} V_{10}/e &= \int dq (V_{00} + qF) \varphi_1(q) \varphi_0^*(q) = F(r) q_{10}, \\ q_{10} &= \int dq \varphi_1(q) \varphi_0^*(q) \end{aligned} \right\}. \quad (50)$$

Член с V_{00} исчезает из-за ортогональности φ_1 и φ_0 . Остается член, пропорциональный F . Матричный элемент гармонического осциллятора q_{10} определяем по известной формуле

$$q_{10} = \sqrt{\frac{1}{2M_{\text{эф}} E_0}}, \quad (51)$$

где соколеблющаяся масса $M_{\text{эф}}$ может быть определена из выражения для кинетической энергии

$$T = \frac{M_{\text{эф}}}{2} (\dot{q})^2. \quad (52)$$

Предположим, что скорости в ядре распределены при колебаниях рассматриваемого типа по закону $v = r\dot{q}/R$ (т.е. без узловых поверхностей), а плотность ρ распределена равномерно. Тогда

$$T = \frac{1}{2} \int d\bar{r} \rho v^2 = \frac{3}{10} (\dot{q})^2 \int d\bar{r} \rho = \frac{0,6M}{2} (\dot{q})^2. \quad (53)$$

Здесь M – масса ядра. Сравнивая (52) и (53), имеем $M_{\text{эф}} = 0,6M$. Отсюда, с помощью (51), находим матричный элемент амплитуды пульсаций ядра

$$\begin{aligned} \text{Для RaC}' : \quad q_{10} &= 0,33 \cdot 10^{-13} \text{ см}, \\ \text{Для O}^{16} : \quad q_{10} &= 0,6 \cdot 10^{-13} \text{ см}. \end{aligned} \quad (54)$$

Необходимо, однако, подчеркнуть, что проведенное рассуждение не учитывает наличия у ядерных частиц внутренних степеней свободы – спина и изотопического спина. Из-за этих внутренних степеней свободы эффективная масса может быть значительно больше, чем дает наша оценка, а матричный элемент соответственно меньше.

В случае перехода с изменением четности ω матричный элемент обращается в 0. Используя формулы (50) и (49), находим

$$V_0 = \int_0^R V_{10} r^2 dr = q_{10} e \int_0^R F r^2 dr = \frac{Ze^2 R}{5} q_{10}. \quad (55)$$

Подставляя эту величину с использованием (54) в формулу (46), находим (для R принято значение 10^{-12} см)

$$\lambda_e = 2,0 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1} \text{ (для RaC')}.$$

Эта вероятность очень велика и, примерно, в 2000 раз превосходит указанную Бете (см. § 2) величину $1,25 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$. Причина этого расхождения быть может в значительной мере лежит в неточности теории α -распада (которую применяет Бете). Некоторую роль могут играть внутренние степени свободы ядерных частиц, увеличивающие эффективную массу.

Однако, возможно также, что модель нормальных колебаний настолько груба, что именно в этом лежит главный источник ошибок. В связи с этим представляет интерес другой способ оценки, не связанный с этой моделью. Будем исходить из «гамовской» модели ядра (α -частицы в прямоугольной яме радиуса R).

Возбуждение ядра сводится к тому, что одна из α -частиц находится в возбужденном s -состоянии.

Выпишем радиальные волновые функции (нормированные с весом 1):

$$\varphi_0 = \sqrt{\frac{2}{R}} \sin \frac{\pi r_0}{R}, \quad \varphi_1 = \sqrt{\frac{2}{R}} \sin \frac{2\pi r_0}{R}. \quad (56a)$$

Разность энергий равна $E_0 = 3\pi^2/3M_\alpha R^2$ (M_α – масса α -частицы), что совпадает с экспериментально найденной величиной $E_0 = 1,414 \text{ МэВ}$ при $R = 10^{-12}$ см. Матричный элемент V_{10} может быть найден из формулы (14), где для вычисления ρ_{10} нужно воспользоваться функциями (56a):

$$V_{10}(r) = 2e^2 \int_0^R dr_0 f(r, r_0) \varphi_1^*(r_0) \varphi_0(r_0), \quad (56b)$$

$$V_0 = \int_0^R V_{10}(r) r^2 dr, \quad (23)$$

Подставляя V_{10} из (56 b) в (23) и меняя порядок интегрирования, имеем, учитывая выражение (14) для $f(r, r_0)$,

$$V_0 = \frac{16e^2 R^2}{27\pi^2}. \quad (57)$$

Выражение (57) приводит к относительно приемлемому выражению для вероятности конверсии в RaC' :

$$\lambda_e = 3,2 \cdot 10^{11} \text{с}^{-1}.$$

Это выражение превосходит указанную у Бете цифру всего в 25 раз. Мы не утверждаем, что такие грубые вычисления могут свидетельствовать за или против той или иной модели ядра. Но для предварительной ориентации они все же могут служить. Тот факт, что у нас не получилось несоразмерно малых вероятностей, как нам кажется, доказывает, что именно кулоновское взаимодействие приводит к полной внутренней конверсии.

Мы произвели также вычисления для O^{16} по формуле (30) и (55), найдя

$$\lambda_\pi = 4,6 \cdot 10^{12} \text{с}^{-1}.$$

§9. Квантование электронно-позитронного поля

Этот параграф содержит некоторые формулы теории вторичного квантования электронно-позитронного поля. Он не претендует на сколько-нибудь полное освещение принципиальных вопросов и играет, главным образом, служебную роль по отношению к вычислениям двух следующих параграфов.

Теорию «дырок», как всякую проблему многих тел, можно трактовать в конфигурационном пространстве и в пространстве «вторичного квантования», причем эти два способа вполне эквивалентны (например, все матричные элементы одни и те же в обоих способах).

При квантовании фотонов, как впервые было показано Ландау и Пайерлсом [39], целесообразно в качестве «субстрата», на который действует квантованная волновая функция, рассматривать последовательность волновых функций в конфигурационных пространствах различного числа измерений. Аналогичная последовательность для электронов-позитронов введена была в работе Фурри и Оппенгеймера [32]. Сравни также работу Фока [28]. Итак, определим волновую функцию Ψ

$$\Psi = \begin{pmatrix} \Psi_0 \\ \Psi_1(\lambda_1) \\ \Psi_2(\lambda_1, \lambda_2) \\ \Psi_3(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3) \\ \vdots \end{pmatrix}. \quad (58)$$

Здесь λ означает совокупность переменных для одного электрона (положительного или отрицательного). Одной из переменных является знак заряда электрона τ (изотопический спин), равный ± 1 для позитрона и «обычного» электрона.

Остальные переменные могут быть различными:

- a) λ_a означает σ – знак энергии, s – спин, \mathbf{p} – вектор импульса;
- b) λ_b означает m, j – угловые квантовые числа, E – энергию, σ – знак энергии;
- c) λ_c означает \mathbf{x} – радиус-вектор, γ – номер дираковской функции;
- d) λ_d означает r, φ, ϑ – сферические координаты, γ – номер дираковской функции.

Для Ψ должно быть написано уравнение движения Шредингера и определены все наблюдаемые.

Рассмотрим, например, оператор плотности заряда r (который представляет собой 4-ю компоненту оператора плотности тока; все сказанное ниже легко переносится на остальные компоненты). Он распадается на 3 части:

$$r = r_0 + r_\pi + r_\pi^*.$$

Первая часть не изменяет полного числа частиц и знака энергий этих частиц:

$$r_0 \begin{pmatrix} \vdots \\ 0 \\ \Psi_i \\ 0 \\ \vdots \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \vdots \\ 0 \\ \Psi'_i \\ 0 \\ \vdots \end{pmatrix}.$$

Вторая часть соответствует рождению пары

$$r_\pi \begin{pmatrix} 0 \\ \vdots \\ \Psi_i \\ 0 \\ 0 \\ \vdots \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \vdots \\ 0 \\ 0 \\ \Psi_{i+2} \\ \vdots \end{pmatrix},$$

а третья – аннигиляции пары.

Вид r_π и r_π^* проще всего может быть найден из требования равенства матричных элементов в этой схеме и в обычной схеме в конфигурационном пространстве. Определим, например, матричный элемент r_π , если начальное состояние есть «вакуум», а конечное «пара», описываемая функцией

$$\Psi = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \Psi_2 \\ 0 \\ \vdots \end{pmatrix},$$

где

$$\Psi_2 = \int d\lambda_a^+ d\lambda_a^- c(\lambda_a^+, \lambda_a^-) \Psi^{\lambda_a^+ \lambda_a^-} (\lambda_a^1 \lambda_a^2) = \quad (59a)$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2}} [\delta(\lambda_a^1 - \lambda_a^+) \delta(\lambda_a^2 - \lambda_a^-) \delta_{\tau_1, 1} \delta_{\tau_2, -1} - \delta(\lambda_a^2 - \lambda_a^+) \delta(\lambda_a^1 - \lambda_a^-) \delta_{\tau_2, 1} \delta_{\tau_1, -1}], \quad (59b)$$

$$\Psi_2(\lambda^1, \tau_1, \lambda^2, \tau_2) = -\Psi_2(\lambda^2, \tau_2, \lambda^1, \tau_1).$$

Поэтому мы можем сказать, что Ψ_2 есть антисимметричная функция. $c(\lambda^+, \lambda^-)$ может быть названа несимметризованной волновой функцией.

Если конечное состояние задано $\Psi^{\lambda_a^+ \lambda_a^-}$ (59b), то матричный элемент r_π на основании теории «дырок» в конфигурационном пространстве равен

$$r_\pi = e(u_{\lambda_a^+}^* u_{\lambda_a^-})$$

или короче $r_\pi = e(u_0^* u_1)$.

В более общем случае (59a) имеем

$$r_\pi = e \int d\lambda_a^+ d\lambda_a^- c(\lambda_a^+, \lambda_a^-) (u_0^* u_1). \quad (60)$$

Оператор кинетической энергии T , при этой форме изложения теории, определяется равенством

$$T \begin{pmatrix} \Psi_0 \\ \vdots \\ \Psi_i \\ \vdots \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau H \Psi_1 \\ (\tau_1 H_1 + \tau_2 H_2) \Psi_2 \\ (\tau_1 H_1 + \tau_2 H_2 + \tau_3 H_3) \Psi_3 \\ \vdots \end{pmatrix}. \quad (61)$$

Здесь H есть обычный оператор Дирака $\alpha p + \beta m$. Оператор (61), так же как и оператор H одноэлектронной проблемы, не является дефинитным. Однако, в отличие от одноэлектронного случая, переходы в состояние отрицательной энергии являются запрещенными.

Уравнение Шредингера для последовательности имеет вид

$$(T + W) \begin{pmatrix} \Psi_0 \\ \vdots \\ \Psi_i \\ \vdots \end{pmatrix} = E \begin{pmatrix} \Psi_0 \\ \vdots \\ \Psi_i \\ \vdots \end{pmatrix}, \quad (62)$$

где W – оператор взаимодействия электронного поля с электромагнитным полем. Взаимодействие с кулоновским полем определяется равенством

$$W_k = \int dx r(x) V_k(x). \quad (63)$$

Для того, чтобы учесть взаимодействие между частицами, необходимо рассматривать электромагнитное поле как часть квантово-механической системы. При этом, правда, появляются бесконечные выражения типа собственной массы, однако наряду с ними появляются и имеющие физический смысл члены взаимодействия (в нерелятивистском приближении это просто кулоновское взаимодействие).

Вид оператора кулоновского взаимодействия в λ_e -представлении следующий:

$$W'_k \begin{pmatrix} \Psi_0 \\ \vdots \\ \Psi_i \\ \vdots \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \vdots \\ \sum_{l,m} \frac{r_l \tau_m}{r_{lm}} \Psi_i \\ \vdots \end{pmatrix} + W'_{\pi\pi} + W'^*_{\pi\pi}. \quad (64)$$

Не выписанные явно члены связаны с образованием или аннигиляцией двух пар (см. [41]).

Необходимо, однако, подчеркнуть, что изложенная теория не является внутренне замкнутой. В ней есть следующая специфическая трудность, которая не связана ни со вторичным квантованием, ни с собственной массой, ни с учетом взаимодействия между частицами и присуща также первоначальной форме теории дырок в конфигурационном пространстве. Будем искать решение уравнения (62) в заданном постоянном кулоновском поле (скажем, в поле, созданном некоторым размазанным зарядом не электронной природы). Оказывается, что такого решения нет. Для доказательства заметим, что можно указать такое «смешанное» состояние вида

$$\begin{pmatrix} \Psi_0 \\ 0 \\ \Psi_2 \\ 0 \\ 0 \\ \vdots \end{pmatrix}, \quad |\Psi_0|^2 + \int |\Psi_2|^2 d\lambda_1 d\lambda_2 = 1,$$

что математическое ожидание $T + W$ будет меньше всякой наперед заданной величины.

Пусть, например, внешний потенциал задан такой формулой (сравни Вайскопф [38])

$$V = V_0(e^{igx} + e^{-igx}).$$

Положим

$$\Psi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}},$$

а Ψ_2 определим равенством (59a), где

$$c(\lambda_+, \lambda_-) = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{\sqrt{4\pi L^3/3}} \delta(\mathbf{p}_+ + \mathbf{p}_- - \mathbf{g})$$

при $|\mathbf{p}_+| < L$, L – параметр. При стремлении L к бесконечности математическое ожидание стремится к $T = +\infty$ как L , а математическое ожидание W стремится к $-\infty$ как $L^{3/2}$ (на основании (60)). Поэтому уравнение (62) не имеет решения, соответствующего основному состоянию.

Изложенная трудность известна, как трудность «бесконечной поляризации вакуума». Ее устранению посвящен ряд работ. См., например [30,31,38]. При этом в теорию вносится ряд формальных изменений, которые в нашей форме изложения приводят к другому определению оператора взаимодействия с полем. Однако в проблемах образования пар и взаимодействия электронов эти изменения играют малую роль. Мы можем разложить, например, оператор τ по e и ограничиться первым членом, который совпадает с рассмотренным выше.

Обсудим, в заключение, формулы преобразования функции $c(\lambda_a^+, \lambda_a^-)$ при преобразовании Лоренца. Пусть частица с импульсом \mathbf{p}_1 в одной системе координат имеет импульс \mathbf{p}_0 в другой; \mathbf{p}_0 есть функция \mathbf{p}_1 . Имеем

$$c_1(s_1^+, p_1^+, s_1^-, p_1^-) = \sum_{s_0^+, s_0^-} S c_0(s_0^+, p_0^+, s_0^-, p_0^-) J(p_1^-) J(p_1^+). \quad (65)$$

Здесь S есть некоторая унитарная матрица, преобразующая спиновый множитель волновой функции. J есть фактор, введенный для сохранения нормировки. Его конкретный вид нам не будет нужен.

§10. Угловое распределение пар с учетом кулоновского поля ядра

Нам придется произвести заново вычисления теории возмущений, так как нас интересуют фазовые соотношения между «конечными состояниями», которые не выступают явно в конечной формуле дираковской теории квантовых переходов. Мы будем пользоваться так называемой стационарной формой теории возмущений. Ищется стационарное решение уравнения

$$(H_0 + H_1)\Psi = E\Psi, \quad (66)$$

где Ψ нормируется к единичной вероятности начального состояния. Зная Ψ , можно найти все физические величины, в том числе и дифференциальную вероятность. Мы рассматриваем ядро и поле пар как одну квантово-механическую систему, и характеризуем ее следующей последовательностью функций в конфигурационных пространствах (сравни (58)):

$$\Psi = \begin{pmatrix} \Psi_0(n) \\ \Psi_1(n, \lambda) \\ \Psi_2(n, \lambda_1, \lambda_2) \\ \vdots \end{pmatrix}.$$

Здесь переменная n характеризует состояние ядра

$n = 1$ в основном состоянии ядра,

$n = 0$ в возбужденном состоянии ядра с $J = 0$.

В качестве «базисных» функций изберем следующую систему:

$$\Psi_0 = \begin{pmatrix} \delta_{n0} \\ 0 \\ \vdots \end{pmatrix}; \quad \Psi_1^{E,m,j} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \delta_{n1} \Psi_1 \\ 0 \\ \vdots \end{pmatrix}, \quad (67a)$$

где

$$\Psi_2' = \frac{1}{\sqrt{2}} [u_+(\lambda_d^1) u_-(\lambda_d^2) \delta_{\tau_1,1} \delta_{\tau_2,-1} - u_+(\lambda_d^2) u_-(\lambda_d^1) \delta_{\tau_2,1} \delta_{\tau_1,-1}], \quad (67b)$$

u_+ и u_- – собственные функции E, m, j с нормировкой на интервал энергии (33')

$$\int d\lambda_d u_{E'm'j'} u_{E''m''j''}^* = \delta(E' - E'') \delta_{m'm''} \delta_{j'j''}.$$

В этом представлении волновое уравнение имеет вид (сравни (23))

$$H\Psi = E\Psi; \quad H = H_0 + H_1,$$

$$H_0 = E_0 \delta_{n0} + (E_+ + E_-) \delta_{10}, \quad (68)$$

$$H_1 = 4\pi e V_0 r_{10}(R),$$

r_{10} – здесь вычисляется так же, как и в (23) (правда, отличается численным множителем благодаря другой нормировке волновых функций). Имеем

$$H_1 \Psi_0 = \int d\lambda_b^+ d\lambda_b^- W(\lambda_b^{+-}) \Psi_1(\lambda_b^+ \lambda_b^-), \quad (69)$$

$$W(\lambda_b) = \frac{V_0}{R^2} (x_1(R) x_0^*(R) + y_1(R) y_0^*(R)) \delta_{j_1 n_1 j_2} \delta_{j_1 j_0},$$

где x и y нормированы согласно (33').

Ищем решение (68) в форме

$$\Psi = \Psi_0 + \int d\lambda_b^+ d\lambda_b^- c(\lambda_b^+ \lambda_b^-) \Psi_1^{\lambda_b^+ \lambda_b^-}, \quad (70)$$

где Ψ_0 и Ψ_1 определены (67). Подставляем (70) в (68), с учетом (69), находим решение:

$$c = \frac{W(\lambda_b^+, \lambda_b^-)}{E - E_+ - E_-} + Q(\lambda_b^+, \lambda_b^-) \delta(E - E_+ - E_-),$$

E – есть комплексное собственное значение (эрмитовский оператор $H = H_0 + H_1$ может иметь комплексные собственные значения для ненормируемых функций).

Однако мнимая часть E очень мала, и мы положим $E = E_0$. При этом Q определяется из требования, чтобы при таком предельном переходе по-прежнему присутствовали только расходящиеся волны. Сравни Дирак [29]. Вычисления, весьма похожие на наши, содержатся в заметке Блохинцева [33].

$$Q = -\pi i W.$$

Окончательно

$$c = W \delta^+(E_0 - E_- - E_+); \quad \delta^+(x) = \frac{1}{x} - \pi i \delta(x). \quad (71)$$

Решение (70)–(71) в развернутой форме имеет вид:

$$\Psi = \begin{pmatrix} \delta_{0n} \\ 0 \\ \delta_{1n} \Psi_2 \\ \vdots \end{pmatrix}, \quad (72a)$$

где

$$\Psi_2 = \int_1^\infty \int_1^\infty dE_+ dE_- \sum_{m,j} W(E_+, E_-, j) \delta^+(E_0 - E_+ - E_-) \Psi'_2, \quad (72b)$$

а Ψ'_2 определено (67b).

При вычислении всех математических ожиданий можно вместо Ψ'_2 пользоваться несимметризованной функцией

$$c'(\lambda_d^+ \lambda_d^-) = u_+(\lambda_d^+) u_-(\lambda_d^-). \quad (72c)$$

Решение (72) нормировано к единичной вероятности начального состояния. Поэтому дифференциальная вероятность излучения пары в телесные углы $d\Omega_+$, $d\Omega_-$ может быть найдена как поток в конфигурационном пространстве.

Воспользуемся тем обстоятельством, что в решении присутствуют только расходящиеся волны. Поток частиц какого-либо сорта через некоторую площадку за время τ равен числу частиц этого сорта в слое толщиной τv , где v – скорость частиц. Нас интересует вероятность пролета за время τ электрона через одну площадку, а позитрона через другую, причем фиксируются энергии обеих частиц в некоторых энергетических интервалах Δ_+ и Δ_-

$$\begin{aligned} (E_+^0 + \Delta/2, E_+^0 - \Delta/2), \quad (E_-^0 + \Delta/2, E_-^0 - \Delta/2), \\ E_0 - E_+^0 - E_-^0 = 0. \end{aligned} \quad (73)$$

Скорости электрона и позитрона тоже, тем самым, фиксированы и равны v_+ и v_- . Поэтому вероятность ω одновременного нахождения электрона и позитрона

вблизи площадок существенно отлична от 0, только если эти площадки расположены так, что электрон и позитрон долетают до этих площадок одновременно, т.е.

$$\frac{r_+^0}{r_-^0} = \frac{v_+}{v_-}. \quad (74)$$

При таком расположении площадок вероятность M одновременного нахождения электрона и позитрона в выделенных перед площадками слоях толщиной $v_+\tau$ и $v_-\tau$ пропорциональна числу переходов с излучением пары в соответствующий телесный угол.

Имеем

$$d\lambda = \Lambda d\Omega_+ d\Omega_- dE_+, \quad (75a)$$

$$M = d\Omega_+ d\Omega_- \int_{r_+^0 - v_+\tau}^{r_+^0} \int_{r_-^0 - v_-\tau}^{r_-^0} r_+^2 r_-^2 \omega dr_+ dr_-, \quad (75b)$$

$$M = d\Omega_+ d\Omega_- \Delta\tau \Lambda. \quad (75c)$$

Здесь ω есть плотность вероятности в конфигурационном пространстве электрона и позитрона

$$\omega(\lambda_d^+, \lambda_d^-) = c_{\Delta, \Delta_-} c_{\Delta_+, \Delta}^*, \quad (75d)$$

$$c_{\Delta, \Delta_-} = \iint d\lambda_b^+ d\lambda_b^- u_+^{\lambda_b^+}(\lambda_d) u_-^{\lambda_b^-}(\lambda_d) W(\lambda_b^+, \lambda_b^-) \delta^+(E_0 - E_- - E_+). \quad (75e)$$

Обозначения λ разъяснены в начале параграфа 9.

Формулы (75b) – (75e) в принципе решают задачу нахождения Λ . Начнем с вычисления интеграла (75e).

Для $u_{\pm}(\lambda_d)$ подставим асимптотические разложения (32), (37):

$$u^\gamma = \frac{1}{r} Y_{m,j,E}^{\gamma,\varphi,\vartheta} \left\{ e^{i(pr+\sigma_j)} \pm e^{-i(pr+\sigma_j)} \right\}. \quad (76)$$

Здесь угловой множитель $Y_{m,j,E}^{\gamma,\varphi,\vartheta}$ включает в себя корни вида $i\sqrt{E-1}$, $\sqrt{E+1}$ и нормировочный множитель. Введем переменные $E_+ - E_+^0 = \xi_+$; $E_- - E_-^0 = \xi_-$. Выражение pr разложим в ряд по ξ

$$pr = p^0 r + \xi \cdot \frac{r}{v} + \dots$$

Введем переменные интегрирования

$$\frac{\xi_+ + \xi_-}{\sqrt{2}} = \eta_1, \quad \frac{\xi_+ - \xi_-}{\sqrt{2}} = \eta_2.$$

Окончательно имеем

$$c_{\Delta_+ \Delta_-}^{\gamma_+ \gamma_-} = \sum_{m_1 j_1} \frac{Y^{\gamma_+} Y^{\gamma_-}}{r_+ r_-} e^{i(p_0^+ r_+ + p_0^- r_- + \sigma_j^+ + \sigma_j^-)} W_{j_1} J, \quad (77)$$

$$J = \iint d\eta_1 d\eta_2 \delta^+(-\sqrt{2}\eta_1) \exp \left\{ \frac{i\eta_1}{\sqrt{2}} \left(\frac{r_+}{v_+} + \frac{r_-}{v_-} \right) + \frac{i\eta_2}{\sqrt{2}} \left(\frac{r_+}{v_-} - \frac{r_-}{v_-} \right) \right\}.$$

В (77) опущены те комбинации, которые исчезают в силу свойств δ -функции

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \delta^+(x) e^{-ikx} dx = \begin{cases} -2\pi i & \text{при } k > 0, \\ 0 & \text{при } k < 0. \end{cases} \quad (78)$$

Остаются только расходящиеся волны.

Интегрирование (77) с помощью (78) дает

$$J = \frac{4\pi i}{\frac{r_+}{v_+} - \frac{r_-}{v_-}} \sin \frac{\Delta}{2} \left(\frac{r_+}{v_+} - \frac{r_-}{v_-} \right). \quad (77a)$$

Подставляя (77) в (75 b), имеем

$$\frac{M}{d\Omega_+ d\Omega_-} = \left\{ \int_{r_+ - r_{v_+}}^{r_+^0} \int_{r_- - r_{v_-}}^{r_-^0} J J^* dr_+ dr_- \right\} \Sigma, \quad (79)$$

где

$$\Sigma = \sum_{\gamma_+ \gamma_-} \left\{ \sum_{m_1 j_1} Y_{m_1 j_1}^{\gamma_-} Y_{m_1 j_1}^{\gamma_+} e^{i(\sigma_{j_1}^+ + \sigma_{j_1}^-)} W_{j_1} \right\} \left\{ \sum_{m_2 j_2} Y_{m_2 j_2}^{\gamma_-} Y_{m_2 j_2}^{\gamma_+} e^{-i(\sigma_{j_2}^+ + \sigma_{j_2}^-)} W_{j_2}^* \right\}.$$

Или, группируя слагаемые иначе,

$$\Sigma = W_1 W_1^* \Sigma_1 + W_{-1} W_{-1}^* \Sigma_2 + e^{i\varphi} W_1 W_{-1}^* \Sigma_3 + e^{-i\varphi} W_1^* W_{-1} \Sigma_4, \quad (80)$$

где $\varphi = \sigma_1^+ + \sigma_1^- - \sigma_{-1}^+ - \sigma_{-1}^-$.

Суммы $\Sigma_1, \Sigma_2, \Sigma_3, \Sigma_4$ берутся по $\gamma_+, \gamma_-, m_1, m_2$ и могут быть вычислены на основании явных выражений сферических функций (32). Однако, проще воспользоваться тем обстоятельством, что эти суммы не зависят от заряда ядра. Поэтому они могут быть найдены из рассмотрения уже известного выражения для углового распределения в борновском приближении:

$$\Lambda = \frac{1}{2\pi^3} p_+ p_- (E_+ E_- + p_+ p_- \cos \vartheta - 1) V_0^2. \quad (27)$$

Займемся сначала двойным интегралом, входящим в (79). Вводим переменные

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{r_+}{v_+} + \frac{r_-}{v_-} - \frac{2r_+^0}{v_+} \right) = J_1, \quad \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{r_+}{v_+} - \frac{r_-}{v_-} \right) = J_2.$$

Тогда этот интеграл равен

$$K = v_+ v_- \int_{-\tau\sqrt{2}}^0 dJ_1 \int \frac{(4\pi)^2 \sin^2 \left(\frac{\Delta}{\sqrt{2}} J_2 \right)}{2J_2^2} dJ_2.$$

В этом интеграле существенный вклад вносит область стационарной фазы ($J_2 \sim 1/\Delta$), в которой удовлетворено условие (74). Поэтому интеграл K пропорционален τ (а не $\tau^2!$). Пределы интегрирования во внутреннем интеграле заменяем на $(-\infty, +\infty)$ и получаем

$$K = 8\pi^3 v_+ v_- \Delta \tau.$$

С помощью (79), (75), с обозначением Σ согласно (80), имеем:

$$\Lambda = 8\pi^3 v_+ v_- \Sigma, \quad (81)$$

$$\Sigma = |W_1|^2 \Sigma_1 + |W_{-1}|^2 \Sigma_2 + e^{i\varphi} W_1 W_{-1}^* \Sigma_3 + e^{-i\varphi} W_1^* W_{-1} \Sigma_4. \quad (81a)$$

φ находим согласно (38), (38 a):

$$\varphi = \sigma_1^+ + \sigma_1^- - \sigma_{-1}^+ - \sigma_{-1}^- = -\operatorname{arctg} \frac{1}{\mu_+} - \operatorname{arctg} \frac{1}{\mu_-}. \quad (81b)$$

W находим из (42), (39'):

$$\begin{aligned} W_j &= W_j' R^{2s-2} V_0 \frac{(2p_+)^s (2p_-)^s \eta_+ \eta_-}{4\pi \sqrt{p_+ p_-}}, \\ W_1' &= \sqrt{(E_- - s)(E_+ + s)}, \\ W_{-1}' &= \sqrt{(E_- + s)(E_+ - s)}. \end{aligned} \quad (81c)$$

Для нахождения неизвестных сумм $\Sigma_1 \dots \Sigma_4$ рассмотрим предельный случай борновского приближения $Ze^2 \rightarrow 0$.

Имеем

$$\Lambda' = 8\pi V_0^2 v_+ v_- p_+ p_- [\Sigma_1 (E_+ + 1)(E_- - 1) + \Sigma_2 (E_+ - 1)(E_- + 1) - (\Sigma_3 + \Sigma_4) p_+ p_-].$$

Сравнивая с (27) и учитывая $\Sigma_3 = \Sigma_4$, имеем

$$\Sigma_1 = \Sigma_2 = \frac{1}{32\pi^4 v_+ v_-}, \quad \Sigma_3 = \Sigma_4 = -\frac{\cos \vartheta}{32\pi^4 v_+ v_-},$$

где ϑ угол между направлениями вылета электрона и позитрона. Подставляя в (81), имеем

$$\Lambda = \frac{2^{4s-6} \eta_+^2 \eta_-^2}{\pi^3} p_+^{2s} p_-^{2s} (W_{+1}'^2 + W_{-1}'^2 - \cos \vartheta (e^{i\varphi} + e^{-i\varphi}) W_{+1}' W_{-1}') V_0^2 R^{4s-4}.$$

Используя φ из (81b), имеем после преобразования:

$$e^{i\varphi} + e^{-i\varphi} = \frac{2(\mu_+ \mu_- - 1)}{\sqrt{(1 + \mu_+^2)(1 + \mu_-^2)}}.$$

Вспоминая определение $\mu = e^2 Z/p$ и $s = \sqrt{1 - e^4 Z^2}$, имеем

$$\begin{aligned} W_{+1}' W_{-1}' (e^{i\varphi} + e^{-i\varphi}) &= -2(p_+ p_- - e^4 Z^2), \\ W_{+1}'^2 + W_{-1}'^2 &= 2(E_+ E_- - 1 + e^4 Z^2). \end{aligned}$$

Окончательно

$$\Lambda = \frac{2^{4s-5} \eta_+^2 \eta_-^2}{\pi^3} (p_+ p_-)^{2s-1} V_0^2 R^{4s-4} (E_+ E_- - s^2) (1 + A \cos \vartheta), \quad (82)$$

где

$$A = \frac{p_+ p_- - e^4 Z^2}{E_+ E_- - 1 + e^4 Z^2}.$$

С помощью формулы $\vartheta_{\text{ср}} = \frac{\pi}{2}(1 - A/4)$ убеждаемся, что под влиянием кулоновского поля ядра средний угол между компонентами пары увеличивается и может быть даже больше $\pi/2$ (вплоть до $112,5^\circ$).

В случае RaC' при $p_+ = p_-$ имеем $A = 0,42$.

При интегрировании (82) по углам мы приходим опять к формуле (45), а при переходе $Ze^2 \rightarrow 0$ к формуле (27).

§11 Взаимодействие компонент пары

Если электрон и позитрон вылетают из ядра при $0 \rightarrow 0$ -переходе под малым углом ϑ , они долго летят рядом и «успевают» провзаимодействовать. При этом получается значительное увеличение дифференциальной вероятности. При построении теории этого эффекта мы будем интересоваться только той областью углов, где эффект не мал по порядку величины, и где поэтому можно пренебречь кулоновским полем ядра и малыми эффектами поляризации вакуума.

Итак, в конечном состоянии мы имеем электрон и позитрон, взаимодействующие только между собой. Целесообразно ввести в рассмотрение систему координат, в которой покоится центр тяжести электрона и позитрона.

Введем необходимые формулы преобразования. E_+ , E_- , p_+ , p_- , ϑ определены в системе ядра S_1 . $e_+ = e_- = \sqrt{m^2 + k^2}$; $k_+ = k = -k_-$, v – относительная скорость – определены в системе центра тяжести S_0 . На основании известной теоремы теории относительности

$$(E_+ + E_-)^2 - (p_+ + p_-)^2 = \text{inv} = (e_+ + e_-)^2.$$

После преобразования

$$k^2 = \frac{1}{2}(E_+E_- - p_+p_- \cos \vartheta - m^2).$$

Мы увидим, что эффект взаимодействия существует лишь при малой относительной скорости $v \ll 1$. В этом случае $v = 2k$ (мы опять положим $m = 1$) и

$$v = \sqrt{2(E_+E_- - p_+p_- \cos \vartheta - 1)}. \quad (83)$$

В нерелятивистском случае имеем в системе S_0 уравнение Шредингера для конечного состояния

$$(T + W'_k) \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \Psi_2 \\ 0 \\ \vdots \end{pmatrix} = E \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \Psi_2 \\ 0 \\ \vdots \end{pmatrix}, \quad (84)$$

где операторы T и W'_k определены (61) и (64).

При этом в (64) мы используем только первый, выписанный явно член (только этот член является нерелятивистским; сравни у Бека [41] изложение работы Пирена, а также [43,44]). Подставляем в (84) Ψ_2 согласно (59 a) и получаем уравнение для $c_0(\lambda_c^+, \lambda_c^-)$ (в системе S_0)

$$k^2 c_0(x_+^0, x_-^0, \gamma_+^0, \gamma_-^0) = \left(-\frac{\Delta_+ + \Delta_-}{2} - \frac{e^2}{|x_+ - x_-|} \right) c_0, \quad (84a)$$

k^2 – собственное значение.

Удобное для нас решение имеет на бесконечности вид плоской волны:

$$c_0 = N \delta_{s_+^0 \gamma_+^0} \delta_{s_-^0 \gamma_-^0} e^{ik(z_+ - z_-)} F(i\varepsilon, 1, 2ik(\rho + z_+ - z_-)). \quad (85)$$

Здесь ось z направлена по импульсу позитрона, N – нормировочный множитель, $\varepsilon = e^2/v$; F – вырожденная гипергеометрическая функция, ρ – расстояние между электроном и позитроном, $\rho = \sqrt{(x_+ - x_-)^2 + (y_+ - y_-)^2 + (z_+ - z_-)^2}$.

Обозначив $c_0(0)$ значение этого решения при $\rho = 0$, имеем

$$\frac{|c_0(0)|}{|c_0(\infty)|} = S(\varepsilon) = \sqrt{\frac{2\pi\varepsilon}{1 - e^{-2\pi\varepsilon}}}. \quad (86)$$

(Эта формула следует из асимптотического разложения для F .)

Найдем матричный элемент перехода, считая переменное поле ядра V_{10} за возмущение (формула (12) или (23)),

$$H_{10} = \int r_\pi V_{10} dx = r_\pi \int V_{10} dx.$$

Величину r_π найдем из формулы (60), куда входит $c_1(p_+, p_-, s_+, s_-)$ в системе S_1 .

Необходимое преобразование можно сделать в общем виде (формула (65)), однако в этом нет необходимости.

Обозначим значком \sim величины, вычисленные без учета взаимодействия компонент пары. Величины без значка соответствуют учету этого взаимодействия. На основании (60) отношение матричных элементов

$$\frac{r}{\bar{r}} = \frac{\int d\lambda_{1a}^+ d\lambda_{1a}^- c_1(\lambda_{1a}^+, \lambda_{1a}^-)(u_0 u_1^*)}{N_1(u_0 u_1^*) \int d\lambda_{1a}^+ d\lambda_{1a}^- \delta(\lambda_{1a}^+ - \lambda_1^+) \delta(\lambda_{1a}^- - \lambda_1^-)}, \quad (87a)$$

N_1 – нормировочный множитель.

Так как $c_1(\lambda_{1a}^+, \lambda_{1a}^-)$ отлично от нуля лишь в области, близкой к точке λ_1^+, λ_1^- , то мы можем вынести $(u_0 u_1^*)$ из-под знака интеграла и сократить с $(u_0 u_1^*)$ в знаменателе. По этой же причине при преобразовании числителя и знаменателя по формуле (65) (преобразование в систему S_0) мы можем вынести $J(p_1^+), J(p_1^-)$ из-под интегралов и тоже произвести сокращение. Имеем

$$\frac{r}{\bar{r}} = \frac{\int d\lambda_{\alpha 0}^+ d\lambda_{\alpha 0}^- c_0(\lambda_{\alpha 0}^+, \lambda_{\alpha 0}^-)}{\int d\lambda_{\alpha 0}^+ d\lambda_{\alpha 0}^- \bar{c}(\lambda_{\alpha 0}^+, \lambda_{\alpha 0}^-)}. \quad (87b)$$

Эти интегралы могут быть вычислены на основании теоремы Фурье (переход от переменных p к переменным x). Имеем

$$\frac{r}{\bar{r}} = \frac{c(0)}{\bar{c}(0)}, \quad (87c)$$

0 означает точку $\rho = 0$.

Здесь обе функции нормированы, поэтому

$$\left| \frac{c_0(\infty)}{\bar{c}_0(\infty)} \right| = 1. \quad (88a)$$

Кроме того, очевидно, имеет место

$$\left| \frac{\bar{c}_0(\infty)}{\bar{c}_0(0)} \right| = 1 \quad (88b)$$

(так как без учета взаимодействия мы имеем плоские волны).

Сравнивая (86), (87с), (88a) и (88b), имеем

$$\left| \frac{r}{\bar{r}} \right| = \left| \frac{c(0)}{\bar{c}(0)} \right| = \left| \frac{c(0)}{\bar{c}(\infty)} \right| = \left| \frac{c(0)}{c(\infty)} \right| = S(\varepsilon),$$

и для увеличения дифференциального сечения

$$\frac{\Lambda}{\bar{\Lambda}} = \left| \frac{r}{\bar{r}} \right|^2 = S^2 = \frac{2\pi\varepsilon}{1 - e^{-2\pi\varepsilon}}, \quad (89)$$

где $\varepsilon = e^2/v$, а v определено формулой (83). Приведем, в заключение, несколько цифр для случая O^{16} .

$$v = \frac{1}{4,1} \quad \begin{array}{l} \text{при } p_+ = p_- \quad \text{и } \vartheta = 1^\circ 13' \\ \text{или} \\ \text{при } \vartheta = 0 \quad \text{и } \frac{1}{2}|E_+ - E_-| = 1 \\ \text{(т.е. } |E_+ - E_-| = 1 \text{ МэВ)}. \end{array}$$

При этом $\varepsilon = 0,03$, а $\Lambda/\bar{\Lambda} = 1,102$.

Рассмотрим «интегральное» угловое распределение $L = \int_0^{\vartheta_0} \Lambda \sin \vartheta d\vartheta$.

Без учета взаимодействия, для $p_+ = p_-$:

$$\frac{\tau(1^\circ 13')}{\tau(\pi)} = 2 \cdot 10^{-4}.$$

С учетом взаимодействия в полтора раза больше:

$$\frac{L(1^\circ 13')}{L(\pi)} = 3 \cdot 10^{-4}.$$

Разность этих двух чисел $1 \cdot 10^{-4}$ очень мала. Эффект взаимодействия поэтому скажется на интегральном сечении лишь для углов порядка 1° , и поэтому практически почти не наблюдаем (из-за рассеяния и необходимости в большой статистике).

Заметим, что по способу этого параграфа легко вычислить вероятность образования в процессе $0 \rightarrow 0$ -перехода так называемого позитрония (см. Руарк [40]), т.е. атома, состоящего из электрона и позитрона. Позитроний образуется как в основном, так и в различных возбужденных S -состояниях и с энергией поступательного движения около 5 МэВ.

§12. Резюме

Мы можем составить себе следующее представление об общей картине и проблематике ядерного перехода типа $0 \rightarrow 0$.

1. При ядерных переходах, для которых начальный и конечный момент ядра равен 0, не происходит излучения квантов, и передача энергии электрону оболочки или «фона» происходит за счет колебаний кулоновского потенциала внутри ядра.
2. Оценка абсолютной вероятности процесса, основанная на пульсационной модели, дает число, в 2000 раз превосходящее оценку Бете, основанную на применении теории α -распада. Это, с одной стороны, подтверждает, что причиной перехода может служить именно кулоновское взаимодействие, а с другой стороны – заставляет критически относиться к оценке Бете и к нашей оценке.
3. Вычисление отношения числа одиночных электронов к числу пар для случая легких элементов производится весьма просто, а для случая тяжелых элементов более сложно. Для случая RaC' эти вычисления (с другой целевой установкой) были произведены Юкава и Саката; мы получили в основном те же результаты.
Оказалось, что $0 \rightarrow 0$ -переход в RaC' и O^{16} можно вполне рассматривать как два предельных случая одного и того же явления, так как, согласно вычислениям, в случае RaC' число пар составляет $1/400$ числа одиночных электронов, а в случае O^{16} превосходит число электронов в 28000 раз.
4. Однако остается открытым вопрос о нахождении пар с уровня 1,414 МэВ в RaC' , так как они могли быть найдены на опыте Алихановым и Латышевым по условиям чувствительности, однако, не были найдены. Быть может, имеет смысл поставить опыты по изучению пар по схеме совпадений между позитроном и электроном. При таких опытах становится существенным и может быть изучено угловое распределение пар в RaC' .
5. Теоретическое и экспериментальное изучение углового распределения пар представляет интерес с ряда точек зрения.
 - a. Угловое распределение при $0 \rightarrow 0$ -переходе резко отличается от углового распределения при образовании пар квантом дипольного или квадрупольного излучения, поэтому оно может служить для идентификации $0 \rightarrow 0$ -переходов.

- b. Угловое распределение наиболее чувствительным образом отражает в себе природу взаимодействия, вызывающего переход.
- c. Отклонения от закона Кулона на расстояниях порядка $3 \cdot 10^{-12}$ см тоже резко проявились бы в этом угловом распределении.
- d. Вычисление влияния кулоновского поля ядра и взаимодействия между компонентами пары на угловое распределение имеет аппаратный интерес, так как для случая дипольного и квадрупольного перехода таких вычислений еще нет. Выяснилось, что второй из упомянутых эффектов малозначителен, а первый допускает экспериментальную проверку для не очень легких ядер.
- e. В связи с анализом экспериментальных данных по α -распаду компаунд-ядер неона и углерода выдвинуто предположение, что в случае $0 \rightarrow 0$ -перехода основное и возбужденное состояния имеют различную «изотопическую четность» (это понятие введено в этой работе и связано со свойствами симметрии волновой функции ядра в пространстве изотопических спинов). При этом встает вопрос о независимой от проблем α -распада проверке этого предположения. Одна из возможностей связана с предположенной нами пропорциональностью величины расщепления Δ атомному весу. Представляет интерес изучение пар для углерода при 4,5 МэВ, для кислорода при 6 МэВ, для неона при 7,5 МэВ, для серы при 12 МэВ и т.д.

Цитированная литература

Реакция $F^{19} + H^1$

- 1) Cockoroft, Walton *Proc. Roy. Soc.* **197**, 229 (1932).
- 2) Fowler, Lauritsen *Phys. Rev.* **56**, 835 (1939).
- 3) Crane, Gaerttner *Phys. Rev.* **52**, 582 (1937).
- 4) Burcham, Devons *Proc. Roy. Soc.* **173**, 555 (1939).
- 5) Streib, Fowler, Lauritsen *Phys. Rev.* **59**, 253 (1941).
- 6) Oppenheimer, Schwinger *Phys. Rev.* **56**, 1066 (1939).
- 7) Oppenheimer *Phys. Rev.* **60**, 164 (1941).
- 8) Tomlinson *Phys. Rev.* **60**, 159 (1941).
- 9) Bennet, Bonner, Manderville, Watt *Phys. Rev.* **70**, 882 (1946).
- 10) Schiff *Phys. Rev.* **70**, 891 (1946).

RaC'

- 11) Thibaud *These. Paris* (1925).
- 12) Ellis, Aston *Proc. Roy. Soc.* **129**, 180 (1930).
- 13) Rutherford, Lewis, Bowden *Proc. Roy. Soc.* **142**, 347 (1933).
- 14) Alichanow, Spivak *Phys. Zs. d. Sowjetunion.* **11**, 351 (1937).
- 15) Bethe *Rev. of. Mod. Phys.* **9**, 2 (1937).

- 16) Ellis *Proc. Roy. Soc.* **143**, 350 (1934).
- 17) Yukawa, Sakata *Proc. of Phys. Math. Soc. of Japan.* **17**, 10 (1935).
- 18) Constantinow, Latyshev *Journ. of Phys.* **5**, 239 (1941).
- 19) Alichanow, Latyshev *Journ. of Phys.* **3**, 251 (1940).

Образование пар квантами и конверсия

- 20) Rose, Uhlenbeck *Phys. Rev.* **48**, 3, 221 (1935).
- 21) Hulme, Jager *Proc. Roy. Soc.* **148**, 708 (1935);
Proc. Roy. Soc. **153**, 443 (1936).
- 22) Латышев *ЖЭТФ*, **14**, 3-4, 65 (1944).
- 23) Грошев *Докл. академии наук СССР*, **26**, 5, 432 (1940).
- 24) Taylor, Mott *Proc. Roy. Soc.* **138**, N835, 665 (1932).

Ссылки по аппаратным вопросам

- 25) Бете *Квантовая механика простейших систем*. М-Л. 1935.
- 26) Гейтлер *Квантовая теория излучения*. М-Л. 1940.
- 27) Мотт, Месси *Теория столкновений*.
- 28) Fock, С.Р. *Leningrad.* 267 (1933).
- 29) Дирак *Начала квантовой механики*.
- 30) Dirac *Proc. Camb. Phys. Soc.* **30**, 150 (1934).
- 31) Heisenberg *Zs. Phys.* **90**, 209 (1934).
- 32) Furry, Oppenheimer *Phys. Rev.* **45**, 245 (1934).
- 33) Блохинцев *ЖЭТФ*, **16**, (11), 965 (1946).

Разные ссылки

- 34) Kikuchi *Phys. Rev.* **69**, 125 (1946).
- 35) Podolsky *Phys. Rev.* **62**, 228 (1940).
- 36) Wheeler *Phys. Rev.* **59**, 16 (1941).
- 37) Wheeler *Phys. Rev.* **59**, 27 (1941).
- 38) Weisskopf *Det. Kgl. Danske Vid. Selsk.* XIV, 6 (1936).
- 39) Landau, Peierls *Zs. f. Phys.* **62**, 188 (1930).
- 40) Ruark *Phys. Rev.* **68**, 278 (1945).
- 41) Beck *Phys. Rev.* **69**, 532 (1946).
- 42) Jager, Hulme *Nature.* **142**, 573 (1938).
- 43) Bhabha *Proc. Roy. Soc.* **154**, 195 (1936).
- 44) Beck *Phys. Rev.* **64**, 374 (1943).

КОММЕНТАРИИ К СТАТЬЕ I-1

1. А.Д. Сахаров (Coll, с. 165)

Кандидатская диссертация (ФИАН, 1947) «Теория ядерных переходов типа $0 \rightarrow 0$ ». Рассматриваются переходы в RaC' и O^{16} . В работе, с теперешней точки зрения автора, интерес представляют:

а) Попытка введения нового приближенного квантового числа зарядовой четности, связанной с изменением волновой функции при преобразовании протон \rightarrow нейтрон в системах с равным числом этих частиц.

б) *Взаимодействие электрона и позитрона в конечном состоянии при образовании пар* (опубликовано: ЖЭТФ, 1948). Матричный элемент пропорционален интегралу по импульсному пространству с весом 1 и поэтому пропорционален $\psi(0)$, где ψ есть функция относительного расстояния электрона и позитрона. Добавочный множитель F , учитывающий взаимодействие, есть функция относительной скорости v в конечном состоянии

$$v \approx \frac{2^{1/2}}{m} (E_+ E_- - p_+ p_- \cos\vartheta - m^2)^{1/2};$$

$$F(v) = \frac{|\psi(0)|^2}{|\psi(\infty)|^2} = \frac{2\pi e^2}{v} \left(1 - e^{-\frac{2\pi e^2}{v}} \right)^{-1}$$

(использовано известное решение нерелятивистской кулоновской задачи в параболических координатах). В случае рождения пар при переходах $0 \rightarrow 0$ дифференциальная вероятность стремится к бесконечности при $v \rightarrow 0$.

2. А.Д. Сахаров (В-1, часть I, гл. 5, с. 112–116)

Я выбрал себе диссертационную тему сам, прочитав (при подготовке к лекциям по ядерной физике) про два не сопровождающихся гамма-излучением ядерных перехода в RaC' (читается – радий це штрих, один из членов радиоактивного семейства) и в ядрах кислорода. Мне пришло в голову, что эти переходы соответствуют сферически-симметричным колебаниям ядер при равных нулю начальном и конечном угловых импульсах. Очевидно, что такие колебания не сопровождаются излучением – просто в силу симметрии. Я произвел соответствующие расчеты, Игорь Евгеньевич утвердил тему в качестве диссертационной, я написал диссертацию, в ней, кроме основной темы, были некоторые побочные линии, украшения – новое правило отбора по зарядовой четности и учет взаимодействия электрона и позитрона при рождении пар (вероятность рождения пары возрастает при тех значениях импульсов, при которых относительная скорость электрона и позитрона очень мала). И тут выяснилось, что основная идея работы – не оригинальна, безизлучательные переходы уже рассмотрели задолго до меня японские физики Юкава и Саката. Я очень огорчился, но И.Е. решил, что все же тему можно не менять, сделанного достаточно для диссертации – в особенности «украшения». И.Е. хотел, чтобы одним из оппонентов был Ландау, но он отказался, к счастью; я бы чувствовал себя очень неловко: ведь я понимал недостатки диссертации.

... Диссертация была готова, я думал о дальнейшей научной работе. Я расскажу о двух попытках, может, это будет кому-то интересно, а может, даже полезно читающим меня молодым научным работникам.

В связи с диссертацией я размышлял об альтернативных возможных объяснениях безизлучательных ядерных переходов (т.е. не сферически-симметричных переходах с электромагнитным-кулоновским взаимодействием ядер с электроном, как предположили Юкава и Сакага и я, а о гипотетических, неэлектромагнитных взаимодействиях). В этой связи я вспомнил, что в литературе обсуждалось наличие в оптическом спектре атома водорода некоей аномалии, противоречащей следующей из теории формуле. А именно были указания (не очень определенные в силу крайней малости эффекта, лежавшего на пределе точности оптических методов измерения уровней), что из двух уровней атома водорода, которые согласно теории должны точно совпадать, один лежит несколько выше другого.

Поразмыслив, я решил, что неэлектромагнитные эффекты в обоих случаях не при чем – и для безизлучательных переходов, и для атома водорода.

Безизлучательные переходы, безусловно, объясняются тривиально – по Юкава и Сакага, в частности, об этом свидетельствует знак угловой корреляции импульсов электрона и позитрона. Но я уже «зацепился» за аномалию в атоме водорода и продолжал неотступно думать о ней. У меня возникла идея (я опишу ее чуть-чуть упрощенно), что это проявление того, что сейчас называется радиационными поправками, эффект взаимодействия электрона с квантово-механическими колебаниями электромагнитного поля, а точнее – разность этих эффектов для электрона, связанного в атоме, и свободного электрона.

Как известно, в квантовой механике не существует «покоя» в том смысле, как в классической, не квантовой теории. Любая механическая система, находящаяся в состоянии равновесия, как бы вибрирует около точки равновесия – это следствие так называемого принципа неопределенности Гейзенберга. Указанное свойство распространяется и на вакуум, рассматриваемый тоже как некая механическая система с бесконечным числом степеней свободы. Возникают нулевые колебания вакуума. В этой книге я расскажу потом об идеях, связывающих энергию нулевых колебаний с теорией гравитации. В 30–40-х годах наибольшее внимание привлекало взаимодействие нулевых колебаний электромагнитного поля в вакууме с электроном и другими заряженными частицами. Энергия этого взаимодействия оказывалась при вычислениях бесконечной! Более конкретно, бесконечный вклад во взаимодействие вносили колебания высоких частот, т.е. при искусственном ограничении взаимодействия какой-либо предельной частотой «обрезания» эффект вновь становился формально конечным.

Это была великая трудность теории, под знаком которой происходило все развитие физики квантовых полей на протяжении многих десятилетий. Я предположил, что надо рассматривать разность эффектов для связанного и свободного электрона. Так как эффект связи сказывается, как я правильно предполагал, лишь при не очень больших частотах нулевых колебаний, то была надежда, что разностный эффект окажется конечным. Чтобы придать корректный смысл вычитанию двух бесконечных величин при вычислениях, сначала можно ограничиться взаимодействием с колебаниями с частотой меньше некоторой предельной частоты «обрезания», достаточно высокой, так что для нее уже мало существенен эффект связи, а затем формально перейти к пределу бесконечной частоты обрезания. Я, конечно, понимал, что значение этой идеи далеко выходит за рамки частной задачи об аномалии в атоме водорода и, в частности, должно распространяться на процессы рассеяния. Я был очень взволнован. Со всем этим я пришел к Игорю Евгеньевичу (летом или осенью 1947 года). К сожалению, он не поддержал и не одобрил меня, скорей, – наоборот. Во-первых, он сказал, что эти идеи не совсем новые, в той или иной форме высказывались неоднократно. Это было действительно так, но само по себе не могло бы меня остановить – я уже был настолько увлечен и заинтересован, что меня не слишком заботили такие вещи, как приоритет, меня интересовало существо дела. Во-вторых, он сказал, что идея, по-видимому, «не проходит», конечного результата не получается. И.Е. сослался при этом

на недавно опубликованную работу американского теоретика Данкова, который вычислил радиационные поправки к процессу рассеяния – методом, принципиально очень близким к тому, что я предлагал делать для разности уровней в атоме водорода. Я отыскал в библиотеке работу Данкова, действительно, у него не получилось при вычитании конечного результата (т.е. стремящегося к постоянной величине при стремлении к бесконечности энергии «обрезания»). Вычисления Данкова были очень сложными и запутанными, так как все это происходило еще до работ Фейнмана, придумавшего гораздо более компактный и обозримый общий метод вычислений («диаграммы» Фейнмана). Данков попросту ошибся, но, конечно, ни Игорь Евгеньевич, ни я не могли этого обнаружить с ходу конкретно. Если бы нам не отказала интуиция, мы должны были усомниться в работе Данкова столько раз, сколько было нужно, чтобы обнаружить ошибку, или, что еще разумней, временно игнорировать возникшее противоречие и искать более простые вычислительные задачи, результат которых можно было бы сравнить с опытом. Как известно, именно так действовали более проницательные и смелые люди, добившиеся успеха. Но не мы. Так я упустил возможность сделать самую главную работу того времени (и самую главную, с огромным разрывом, в своей жизни). Конечно, это было не случайно. Перефразируя известное изречение, каждый делает те работы, которых он достоин.

I-2. СТЕНОГРАММА ЗАСЕДАНИЯ

Ученого совета Физического института Академии наук СССР им. Лебедева
от 3 ноября 1947 года.

Защита диссертации А.Д. Сахаровым на соискание ученой степени кандидата физико-матем. наук на тему «Теория ядерных переходов типа $0 \rightarrow 0$ »

Председательствует академик С.И. Вавилов

ПРЕДСЕДАТЕЛЬ.

Объявляю заседание Ученого Совета Физического Института открытым. На повестке дня у нас один вопрос – защита диссертации на степень кандидата физико-математических наук Андреем Дмитриевичем Сахаровым на тему «Теория ядерных переходов типа $0 \rightarrow 0$ ».

Оппонентами выступают доктор физико-математических наук Мигдал и доктор физико-математических наук Померанчук.

тов. СКАНАВИ.

(Оглашает биографические данные)

Имеется положительная характеристика руководителя и заведующего отделом И.Е. Тамма и положительная характеристика председателя месткома т. Подгорецкого. Кроме того, представлены отзывы официальных оппонентов.

ПРЕДСЕДАТЕЛЬ.

Будут ли какие-нибудь вопросы по поводу сообщенных сведений? Нет. Тогда разрешите перейти к диспуту. Слово имеет А.Д. Сахаров.

тов. САХАРОВ А.Д.

Диссертация называется «Теория ядерных переходов типа $0 \rightarrow 0$ ». Так я называю такие ядерные переходы, в которых начальные и конечные полные моменты ядра равны 0. Я разбираю некоторые вопросы ядерной динамики и электродинамики, связанные с такими переходами. Обычно возбужденное ядро отдает свою энергию возбуждения, испуская гамма-кванты. Наряду с этим наблюдаются параллельные процессы образования пар и конверсии, которые хорошо изучены теоретически и экспериментально и имеют большое значение в ядерной физике.

В связи с этим мне представлялось интересным подробно рассмотреть такие процессы, такие случаи, когда наблюдаются эти параллельные процессы, но испускание квантов является полностью запрещенным.

В этом случае единственной возможностью ядру отдать свою энергию является его взаимодействие с электронно-позитронным полем. Тут есть, в принципе, 4 таких возможности:

1. Конверсия (которая наблюдается в RaC'). Конверсия экспериментально наблюдалась для линии 1,414 МэВ. Причем эта линия не сопровождается гамма-квантами.

2. Образование пары (экспериментально наблюдается в случае возбуждения кислорода, получающегося в результате некоторой ядерной реакции, до уровня 6 мегавольт).

3. В принципе, возможен ядерный переход типа $0 \rightarrow 0$, сопровождающийся образованием позитрония непосредственно в процессе ядерного перехода.

4. В качестве обратного процесса типа $0 \rightarrow 0$ можно рассмотреть неупругое рассеяние электронов на ядрах. Неупругое рассеяние такого типа могут испытывать также легкие мезоны, которые обладают слабым ядерным взаимодействием.

Теоретические вопросы, которые я хочу рассмотреть, разбиваются на две группы: это вопросы ядерной динамики и вопросы электродинамики. Важнейшим вопросом первой группы будет вопрос о природе взаимодействия, вызывающего переход. Как можно сделать вывод на основании некоторых экспериментальных работ и теоретической работы Оппенгеймера, предположение, что ответственным за переход является электромагнитное взаимодействие электронов и позитронов, не противоречит правилам отбора, но для того чтобы подтвердить это, необходимо сделать оценку абсолютной вероятности процесса перехода и показать, что эта вероятность не является несоизмеримо малой.

Для того чтобы сделать такую оценку, надо несколько подробнее изучить механизм перехода. Целесообразнее всего начать с самого простого случая – с неупругого рассеяния быстрых электронов на ядре, т.е. таких быстрых электронов, для которых можно пользоваться классическим рассмотрением. После попадания электрона ядро начинает сжиматься под влиянием сил электростатического давления, и когда электрон будет выходить из ядра, ему придется затратить большую работу, чем при вхождении электрона в ядро. Ему придется проходить добавочное количество пути в более сильных электрических полях. В случае квантовой

трактовки ядра мы, конечно, можем получить некоторую конечную вероятность возбуждения ядра. Очевидно, что если электрон не попадет внутрь ядра, то эта вероятность равна 0. Ядро не будет сжиматься.

Аналогичное положение имеет место и в обратных процессах конверсии и образования пар, которые я рассматриваю в диссертации. В этом случае ответственное за переход взаимодействие распространяется только на внутреннюю область ядра. Я производил оценку для вероятности перехода, основываясь на пульсационной модели ядра. Таким образом, я считаю, что ядро совершает некоторую радиальную пульсацию, в результате чего кулоновский потенциал внутри ядра периодически меняется.

Вне ядра никакого периодического изменения потенциала не будет наблюдаться. Такого рода оценка дает возможность вычислить вероятность конверсии и образования пар.

(формула)

Согласие с этой оценкой показывает, что электромагнитного взаимодействия вполне достаточно для того, чтобы объяснить наблюдающийся переход. Получается вероятность даже значительно большая, чем по оценке Бете, в зависимости от метода вычисления, в 1000–2000 раз, но глубокого смысла это различие не имеет. Оно, вероятно, связано с грубостью оценки моей и Бете.

При выяснении вопросов ядерной динамики перехода играет роль симметрия волновых функций ядер начального и конечного состояния и действующие правила отбора.

Я обращаю внимание на тот факт, что для легких ядер, состоящих из равного числа протонов и нейтронов, может представлять интерес симметрия волновой функции в пространстве изотопических спинов, т.е. симметрия относительно превращения протонов в нейтроны, а нейтронов в протоны.

Теперь перехожу к рассмотрению электродинамических результатов.

Здесь у меня выписаны 4 формулы, соответствующие 4 случаям. Эти формулы вычислены в борновском приближении, можно учесть кулоновское поле ядра. V_0 означает матричный элемент перехода.

Мы видим, что вероятность образования конверсии быстро растет с зарядом ядра, что связано с тем обстоятельством, что электронные функции при его возрастании сильно стягиваются к ядру. Это объясняет, что в случае более легких ядер значительно более вероятным является образование пар, а в случае RaC' наоборот более вероятным является конверсионный процесс.

Вычисления, произведенные Юкава и Саката, показали, что вероятность конверсии в 400 раз больше. Здесь вышло так, что я независимо те же самые вычисления произвел и получил то же самое.

Тут имеется некоторая невязка с экспериментом, так как в опытах Алиханова, Латышева не были обнаружены пары, соответствующие уровню 1,414 мегаэлектронвольт, хотя по утверждению авторов чувствительность опытов была достаточной для этого или, во всяком случае, находилась на грани. Необходимы еще дальнейшие опыты.

Что касается вероятности образования позитрония в процессе перехода, то она очень мала. Здесь мною была произведена только грубая оценка для этой вероятности, ничтожно малой величины порядка одной миллионной от λ_{π} .

Наконец, сечение для неупругого рассеяния электронов. При достаточно большой энергии электронов оно стремится к постоянному значению, которое пропорционально Z^2 и q^2 . Здесь входит фактор порядка единицы, что означает амплитуду нулевой пульсации ядра.

Во всяком случае должно получиться сечение порядка 10^{-29} см² для кислорода, а для более тяжелых ядер большее сечение.

Благодаря особой простоте рассматриваемого случая образования пар, а эта простота объясняется тем обстоятельством, что взаимодействие распространяется на очень малую область, меньшую чем длина волны электрона, благодаря этой простоте я решился взяться за некоторые задачи, которые пользовались дурной славой.

Это, во-первых, учет влияния кулоновского поля ядра на угловое распределение пар и, во-вторых, задача об учете взаимодействия между компонентами пар в процессе рождения. Первая задача является трудной по той причине, что здесь необходимо производить вычисления с учетом фазовых соотношений. Получаем

$$d\lambda_{\pi} \sim \Sigma_1 \cdot A_1(z) + \Sigma_2 \cdot A_2(z).$$

У меня получилась формула такого типа: вероятность образования пар выражается таким образом, где Σ_1 и Σ_2 есть некоторые весьма сложные суммы, а A_1 и A_2 – коэффициенты, зависящие от заряда ядра. Благодаря тому, что эта сумма не зависит от заряда ядра, мы можем вычислить эту сумму, потребовав, чтобы данная формула при Z , стремящемся к 0, переходила в известную формулу борновского приближения. Отсюда вероятность распределения получается в форме $1 + A \cos \vartheta$, где ϑ – угол между направлениями вылета позитрона и электрона. Это типичное распределение, которое резко отличается от тех угловых распределений, которые получаются в случае образования пар в дипольных и квадрупольных переходах, и поэтому оно может служить для идентификации ядерного перехода типа $0 \rightarrow 0$.

Нет сомнения, что в дальнейшем будут найдены и другие случаи переходов такого типа.

Что касается задачи об учете взаимодействия электрона и позитрона в процессе рождения пар, то в литературе имеются весьма скептические указания на этот счет.

Мой метод решения этой задачи основывается на следующих двух замечаниях. Во-первых, взаимодействие между электроном и позитроном сильно сказывается как раз тогда, когда они вылетают под малым углом друг к другу и долго летят рядом и «успевают провзаимодействовать». Поэтому мы можем рассматривать это взаимодействие в той системе координат, где покоится центр тяжести электрона и позитрона и где позитрон и электрон являются нерелятивистскими. Это сильно упрощает вычисление.

Второе замечание сводится к тому, что необходимо учитывать взаимодействие между компонентами пар при вычислении собственных функций конечного состояния. Эти собственные функции для релятивистской задачи хорошо известны. Это функции такого же типа, как функции рассеяния электрона в кулоновском поле. В результате получается такой фактор T , учитывающий взаимодействие компонент. Здесь v относительная скорость электрона и позитрона в конечном состоянии. Когда импульсы электрона и позитрона стремятся друг к другу, эта скорость стремится к 0 и этот фактор стремится к бесконечности.

(Показывает)

$$T = \frac{2\pi e^2/v}{1 - e^{-2\pi e^2/v}}$$

Таким образом, это учет взаимодействия электрона и позитрона.

Эта формула может быть обобщена и на общий случай образования пар, когда вычисление ведется при помощи так называемых промежуточных состояний. Дело в том, что в промежуточных состояниях мы можем не учитывать взаимодействия между электроном и позитроном, так как релятивистски инвариантный поправочный фактор T не может зависеть от такой релятивистски неинвариантной величины, как скорость компонент пары в промежуточном состоянии.

Рассуждение может быть проведено и более строго.

ПРЕДСЕДАТЕЛЬ.

Какие вопросы будут к Андрею Дмитриевичу?

Нет вопросов?

Если вопросов нет, тогда перейдем к заслушанию заключения официального оппонента доктора физико-матем. наук Мигдала.

Доктор МИГДАЛ.

Диссертация А.Д. Сахарова посвящена теории ядерных переходов $0 \rightarrow 0$, которые, как известно, не могут осуществляться путем испускания гамма-кванта. Еще в 1925 году был обнаружен уровень возбуждения RaC' 1,414 МэВ, переход с которого осуществляется механизмом конверсии без испускания гамма-квантов. Естественное объяснение этого явления состоит в предположении о моменте 0 для основного и возбужденного состояния ядра. Аналогичное явление наблюдается в случае одного из уровней O^{16} , который может быть возбужден в результате реакции $\text{F}^{19} + \text{H}^1 = \text{Ne}^{20} = \text{O}^{16} + \text{He}^4$. В этом случае даже следует предпочитать переход $0 \rightarrow 0$, так как отсутствуют гамма-кванты и переход осуществляется механизмом образования пар. А.Д. Сахаров дает выражения для углового распределения пар в кулоновском поле ядра для переходов $0 \rightarrow 0$, которые позволяют экспериментально отличать эти переходы от переходов другого типа.

Особенно интересной частью диссертации является рассмотрение вопроса о взаимодействии компоненты пары между собой. Эта задача, считавшаяся ранее чрезвычайно трудной, решается автором необыкновенно изящно, переходом в движущуюся систему координат, в которой вопрос сводится к элементарной задаче о кулоновском взаимодействии двух нерелятивистских частиц.

Большое количество интересных замечаний имеется и в первой части диссертации, где вводится новое приближенное правило отбора по собственным значениям оператора изотопической четности. Эта интересная мысль, к сожалению, плохо обоснована автором – оценка точности вводимого правила отбора делается с помощью модели идеального газа в модели, не имеющей никакого отношения к делу. Такой же упрек должен быть сделан и по поводу оценки абсолютной вероятности процесса образования пар (или испускания электрона конверсии) при переходе $0 \rightarrow 0$. Оценка делается автором в предположении радиальных колебаний ядра, между тем как известно, что радиальные колебания имеют совершенно другой порядок энергий, чем изучаемый переход.

Очень интересен разбор экспериментального материала по поводу уровней O^{16} , произведенный диссертантом. Такой анализ экспериментов, к сожалению, редко делается в теоретических работах.

Во всех расчетах и рассуждениях диссертант обнаруживает необыкновенную ясность мысли и свободное владение аппаратом современной квантовой механики.

Диссертация А.Д. Сахарова является несомненным научным достижением и безусловно заслуживает присуждения ученой степени кандидата физико-математических наук.

Я хочу прибавить несколько слов к своему письменному отзыву. Главная трудность, с которой я столкнулся, когда занимался диссертацией, была в том, что я по своей обязанности оппонента должен был отыскать ошибки. К счастью, мне это удалось, потому что автор сделал две неправильные оценки. Одна оценка относится к определению точности этого метода правил отбора. Там нужно выяснить порядок матричного элемента для обследования по существу уже радиации изменениями ядра. Оказывается, что оценка неправильна, т.е. оценка точности метода правил отбора не согласуется с оценкой матричных элементов для абсолютной вероятности образования пар.

Что касается второй оценки, то она тоже сделана неправильно, потому что предполагается, что ядро совершает целую радиацию колебаний.

Здесь значение порядка 1 миллиона электронвольт. Здесь нужно воспринимать это явление как изменение пси-функции на поверхности одной частицы. Тогда в качестве этой величины нужно взять разницу между ядерными частицами, не вводя никаких радиальных колебаний. Оказывается, то, что диссертант берет в качестве оценки в первом и втором случае, хорошо согласуется с более точными оценками величины. Хотя произошла ошибка, но по результатам никакой ошибки не произошло.

Я хочу отметить то обстоятельство, что мне было приятно обнаружить, что эта оценка дает результат, в 2000 раз отличающийся от того, что дает Бете. Ясно как раз, что для RaC' теория альфа-распада, на основании которой делает свою оценку Бете, должна давать расхождение, так что это расхождение в 2000 раз, мне кажется, хорошо и оно подтверждает, скорее, оценку Андрея Дмитриевича и говорит против оценки Бете. Это все, что я хочу сказать на эту тему.

ПРЕДСЕДАТЕЛЬ.

Андрей Дмитриевич, что Вы хотите ответить оппоненту?

тов. САХАРОВ А.Д.

Я хочу только сказать по поводу оценок.

Я не претендовал, что эти оценки носят какой-то окончательный характер, а я считаю, что они должны служить для предварительной ориентации в этом вопросе. А для окончательной ориентации в этом вопросе должны служить новые эксперименты, в частности, для того чтобы экспериментально доказать существование правил отбора по изотопическому спину, которые я выдвигаю в диссертации.

Поэтому оценки вряд ли могут при данном положении науки о строении ядра дать дополнительное уточнение, а дополнительные эксперименты на других ядрах с другим числом протонов и нейтронов и дополнительное изучение возбуждения кислорода, в котором открываются новые возможности, в связи с тем, что β -распад азота, по-видимому, уже приводит к такому же типу возбуждения. В случае RaC' необходимо повторить изучение позитронов и электронов, происходящих от уровня 1,414, и возможно, что это может быть сделано, если воспользоваться формулой для углового распределения.

ПРЕДСЕДАТЕЛЬ.

Других вопросов и замечаний по поводу заключения тов. Мигдала нет? Тогда переходим к заключению второго оппонента проф. Померанчука. К сожалению, проф. Померанчук вызван на одно неотложное заседание и лично присутствовать здесь не может. Поэтому нам придется ограничиться заслушанием его письменного отзыва.

Тов. СКАНАВИ (оглашает отзыв проф. Померанчука).

Отзыв о диссертации А.Д. Сахарова «Теория ядерных переходов типа $0 \rightarrow 0$ ».

Диссертация посвящена определению вероятности перехода ядра из одного состояния с моментом количества движения равным нулю в другое состояние с таким же значением момента количества движения. Такой переход осуществляется за счет передачи энергии электрону атомной оболочки или за счет образования электронно-позитронной пары. При определении вероятности образования пары электрон-позитрон А.Д. Сахаров указал на возможность учесть кулоновское взаимодействие между электроном и позитроном в том случае, когда это взаимодействие велико, то есть когда относительные скорости электрона и позитрона малы. Полученный в диссертации результат, учитывающий взаимодействие электрона и позитрона, относится к любым процессам, приводящим к образованию электронно-позитронных пар, а не только к рассмотренному в диссертации случаю образования пар при переходах $0 \rightarrow 0$.

В диссертации проведены обстоятельные расчеты относительной вероятности конверсии на электронных оболочках и вероятности образования пар при переходах $0 \rightarrow 0$. Полученные формулы сравниваются с экспериментальными данными и дают возможность разъяснить ряд экспериментов.

К недостаткам диссертации следует отнести использование довольно грубой пульсационной модели ядра. Представляется также сомнительным введение правил отбора, связанных с различной изотопической четностью ядерных состояний, так как члены в гамильтониане, приводящие к нарушению этого запрета, вряд ли малы.

Было бы желательно рассмотреть кроме конверсии на K -оболочке также конверсию на L -оболочке.

Знакомство с диссертацией показывает, что А.Д. Сахаров прекрасно владеет аппаратом теоретической физики и проявляет разностороннюю инициативу в постановке и решении ряда вопросов ядерной физики. В диссертации получены очень интересные результаты, касающиеся взаимодействия компонент пар. Знакомство с этими результатами обязательно для каждого, интересующегося образованием пар.

Представленная диссертация дает полное основание для присуждения А.Д. Сахарову ученой степени кандидата физико-математических наук.

ПРЕДСЕДАТЕЛЬ.

Какие у Вас будут замечания по поводу отзыва проф. Померанчука?

тов. САХАРОВ А.Д.

По поводу отзыва основные замечания такие же, как были по отзыву тов. Мигдала.

Что касается $0 \rightarrow 0$ -конверсии на L -оболочке, то она находится в таком же соотношении к $0 \rightarrow 0$ -конверсии на K -оболочке, как в случае конверсии дипольных и квадрупольных квантов. Так как в основном я интересовался порядком величины, то я не стал заниматься этим вопросом.

Я хочу свое время, предоставленное мне для заключительного слова, использовать для того, чтобы выразить свою благодарность И.Е. Тамму, который никогда не жалел ни времени, ни сил для того, чтобы поставить меня на правильный научный путь. За это я ему должен быть очень благодарен.

ПРЕДСЕДАТЕЛЬ.

Кто еще желает взять слово?

проф. ТАММ И.Е.

Я не хочу сколько-нибудь долго говорить относительно диссертации. Сделаю только несколько небольших замечаний.

Здесь отмечались очень интересные научные результаты диссертации обоими оппонентами, ценность ее.

Но я не могу согласиться с тем чересчур скептическим отношением, которое проявляется оппонентами по отношению к вопросу о так называемом правиле отбора изотопических спинов. Это очень остроумная мысль. Вопрос правил отбора мало изучен. В физике они чрезвычайно важны. Правила позволяют установить очень важную закономерность. В том случае, если кулоновское взаимодействие

частиц не мало по сравнению с ядерным, естественно, что правила нарушаются наличием кулоновского воздействия, но с таким скептическим отношением к ним я не могу согласиться.

Кроме того, я хочу отметить, что здесь имеются такие вещи, как самый подсчет вероятности образования пар, который был разработан, но здесь это не отмечается специально, потому что действительно, после того, как А.Д. дал соответствующий расчет, выяснилось, что этот расчет был сделан Юкава и Саката, но тем не менее сами расчеты были сделаны независимо.

Я хотел сказать, что здесь была проделана большая работа А.Д. Сама тема диссертации и само ее выполнение это показывают. И все эти красивые вещи, как правила отбора, – все это целиком совершенно самостоятельно сделано Андреем Дмитриевичем. Т.е. постановка темы, выбор вопроса, результаты. Эта тема им была самостоятельно выбрана и выполнена.

Единственно я хотел в этом отношении подчеркнуть то, что, конечно, бывает очень редко. Я хочу два слова сказать относительно двух вещей. Во-первых, относительно вышедшей печатной работы по генерации жесткой компоненты космических лучей. В этой работе я хотел отметить две вещи. В работе сказывается исключительное владение Сахаровым математическим анализом. Там очень сложный вопрос генерации мезона при соударении двух протонов друг с другом. Это процесс так называемого третьего порядка. Его чрезвычайно сложно вычислить математически. Сахаров сумел найти остроумный метод и так распределить составные элементы этого сложного процесса, что позволило ему эти сложные вещи довести до конца и получить вполне замкнутое решение по этому важному вопросу.

Здесь есть очень много интересных замечаний, но я хотел бы подчеркнуть исключительную широту интересов и эрудицию, проявленную Сахаровым, которые проявлялись многократно в течение его пребывания у нас в аспирантуре по самым разнообразным вопросам.

Первая работа посвящена ядерному вопросу, другая – космическим лучам. Но этим не ограничивается круг его интересов. В самом начале он дал исследование по вопросу пробоя диэлектриков. Он дал критику теории Хиппеля и Фрейлиха.

На одном нашем семинаре, когда рассказывалось об интересе, возникшем у акустиков к вопросу, что если встряхнуть воду, получится пена, и звук затухает в воде, то Сахаров нашел качественное объяснение и через неделю пришел с готовой теорией. Затем оказалось, что разыскали немецкую работу, которая дала эту теорию, но здесь было дано то решение, которого акустики на своем заседании не могли найти. И это проявляется по целому ряду вопросов.

Когда Дмитрий Иванович докладывал очень сложную вещь по вопросам детального равновесия, то Сахарову удалось придумать простую классическую модель, которая прояснила это дело. Я хотел бы подчеркнуть эту особенность Андрея Дмитриевича. Все эти вещи он разрабатывает очень хорошо.

Среди его оценок на экзаменах есть одна оценка «хорошо». Мы как раз

экзаменовали вместе с С.М.¹ Вышла эта оценка «хорошо», потому что во время экзаменов, когда он просто рассказывал некоторые свои соображения, возникшие у него по поводу темы, мне показались эти соображения неверными и я с ним очень долго спорил, считая, что они неверны. И ему поставили оценку «хорошо». Через день он пришел ко мне на дом и убедил, что я был неправ, но оценка «хорошо» все-таки осталась.

Вообще у Андрея Дмитриевича очень редкое сочетание того, что особенно для теоретиков нужно – двух основных вещей. Это, во-первых, с одной стороны, умение качественно разбираться в материале, ясно и очень наглядно картину себе представить, и вместе с тем (по-моему, он это качество исключительно хорошо показал) это владение математическим аппаратом, который мастерски помог ему найти тот путь, которым решена эта задача.

Вот это обстоятельство, что отмечается такая самостоятельность, оригинальность, которые отмечаются в его диссертации и во многих его беседах, которые играют большую роль и для наших теоретиков и для наших смежных лабораторий, – все это показывает, что Андрею Дмитриевичу очень многое дано и от него очень многого можно ждать.

И я очень рад, что наш теоретический отдел ФИАН может в ближайшее время обогатиться таким сотрудником.

ПРЕДСЕДАТЕЛЬ.

Кто еще желает выступить?

академик ЛАНДСБЕРГ.

Позвольте сказать следующее.

Одно замечание Померанчука сводится к учету кулоновской силы. Можно сказать, что таким образом можно было бы наоборот использовать этот запрет как оценку роли кулоновской силы по сравнению с ядерной. Т.е. в том случае, когда эксперимент не дал осуществления этого закона, можно ли думать, что он настолько хорошо фундирован принципиально, чтобы видеть в этом факте доказательство, что кулоновская сила существует наравне с ядерной силой. Т.е. то обстоятельство, которое указывает Померанчук как недостаток, нельзя ли его использовать как положительный момент?

тов. САХАРОВ.

Я считаю, что такое заключение несколько может быть сомнительно, потому что тут могут быть другие неясные моменты. Даже в тех случаях, когда никакого запрета нет, вероятности переходов могут меняться в самых широких пределах благодаря флуктуациям. И разобраться в том, что тут происходит при помощи такого обратного рассуждения довольно трудно. Но для некоторой ориентировки в вопросе замечание о том, что существуют такие приближенные квантовые числа, может быть использовано.

¹ Имеется в виду, по-видимому, С.М. Рытов. – *Прим. ред.*

академик ЛАНДСБЕРГ.

Здесь оценка диссертации и работ Сахарова была дана.

Я хотел присовокупить несколько слов. По обязанности, так как я несколько лет являюсь председателем экзаменационной комиссии аспирантов, я присутствую на экзаменах. На том заседании, о котором говорил И.Е. Тамм, я не был, но на остальных я был.

Можно отметить, что у молодых теоретиков, которые заняты такими областями, как область космических лучей, как область ядра, часто бывает некоторое пренебрежение к более классическим разделам, далеким от этого круга вопросов. Но Сахаров на всех экзаменах выступал с полным пониманием любого вопроса, с которым он сталкивался. Все проклятые, каверзные вопросы, на которых большинство аспирантов так или иначе спотыкается, они у него не вызывали никакого затруднения.

Это внешнее проявление того, что этот человек в молодом возрасте обладает достаточно широким научным кругозором и не только по специальным разделам, но и по всем разделам теоретической физики достаточно свободно.

ПРЕДСЕДАТЕЛЬ.

Больше желающих взять слово нет?

Нам нужно выбрать счетную комиссию. Есть предложение выбрать в счетную комиссию т.т. Сканави, Левшина и Рытова.

(Предложение принимается)

(Производится голосование)

тов. СКАНАВИ (оглашает протокол счетной комиссии)

Протокол заседания счетной комиссии Ученого Совета ФИАН им. Лебедева Академии наук СССР, избранной для подсчета голосов по присуждению ученой степени кандидата физико-математических наук Сахарову Андрею Дмитриевичу 3 ноября 1947 года.

Счетная комиссия Ученого Совета ФИАН избрана в составе т.т. Левшина, Рытова и Сканави.

При проведении голосования по присуждению ученой степени Сахарову А.Д. роздано 20 бюллетеней. По вскрытии баллотировочного ящика в нем оказалось 20 бюллетеней. Кворум Ученого Совета 17 голосов. За присуждение Сахарову ученой степени кандидата физико-математических наук подано 20 голосов. Против – 0.

(Аплодисменты)

ПРЕДСЕДАТЕЛЬ – академик С.И. ВАВИЛОВ.

Товарищи, позвольте от лица всего Физического Института и от Ученого Совета Физического Института от души поздравить Андрея Дмитриевича с блестящей защитой его кандидатской диссертации и пожелать ему дальнейших успехов на чрезвычайно интересном пути теоретической работы, который он избрал.

(Аплодисменты).

I-3. КАНДИДАТСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ АНДРЕЯ САХАРОВА

Р.Г. Далитц¹

К сожалению, я никогда не встречался с Андреем Дмитриевичем Сахаровым. Ближе всего я был к этому, участвуя в конференции «Нарушение CP в физике и в астрофизике», проводившейся с 22-го по 26-е мая 1989 г. в Шато-де-Блуа, Франция. Время было выбрано так, чтобы вечером перед конференцией участники могли собраться и отметить 68-летие Андрея Сахарова, в честь которого была устроена конференция. Празднование прошло прекрасно, но почетного гостя там не было, т.к. его выбрали в советский парламент, первая сессия которого открывалась 25-го мая. Быть с нами в Блуа было выше его возможностей, т.к. в те дни перед сессией он должен был играть важную роль в организационном комитете. Позднее, в июне, он был с кратким визитом в Англии, в ходе которого получил почетные степени сначала в университете Суссекса, а затем в Оксфордском университете. В Оксфорде после церемонии присуждения он присутствовал на Ежегодном завтраке в честь годовщины основания в моем колледже, но меня там не было, т.к. в течение той недели я должен был находиться за границей.

Тем не менее имя «А.Д.Сахаров» было мне известно в течение довольно долгого времени. Моя диссертация, представленная в Кембриджском университете в 1950 г., содержала ссылку на его статью [1] «Взаимодействие электрона и позитрона при рождении пар», которая была представлена к публикации 26 декабря 1947 г. Я обратил внимание на его замечание о том, что используемая аргументация может быть непосредственно применена к случаю распада ядра с $J = 0$, для которого запрещено испускание фотона. В этом месте читатель отсылался к его диссертации, завершенной в 1947 г. в Физическом институте им. П. Н. Лебедева. В конце его статьи было указано, что она является частью его диссертации, и выражалась благодарность научному руководителю профессору И. Е. Тамму. Мне не были известны ни сфера охвата его диссертации, ни даже ее название. С тех пор я не слышал имени А. Д. Сахарова до 1957 г., когда, вслед за наблюдением [2] в конце 1956 г. мюонного катализа в водород-дейтериевой пузырьковой камере в Радиационной лаборатории Калифорнийского университета (Беркли), он вместе с Я. Б. Зельдовичем опубликовал статью [3], содержащую обсуждение мюонных атомов и молекул, встречающихся в процессах, происходящих при этом катализе, а также скоростей ядерных реакций, происходящих в молекуле $d\mu p$. В этой совместной с Зельдовичем статье он некоторым общим образом ссылается на работу, которая была им выполнена в 1948 г. в Физическом институте им. П. Н. Лебедева и оформлена в виде написанного, но не опубликованного внутреннего отчета.

¹Р.Г. Далитц – профессор Оксфордского университета. Известный специалист по физике ядра и элементарных частиц, процессам по странным частицам, автор широко используемых диаграмм Далитца. – Перевод В.М. Колыбасова.

В 1982 г. издательство «Марсель Деккер пресс» выпустило книгу [4] «А.Д.Сахаров. Избранные научные труды», содержащую почти все незасекреченные работы Сахарова в английском переводе, а также обсуждения научных основ значимости каждой из групп работ, написанные различными специалистами, и некоторые замечания о них самого Сахарова. На стр. 165 этой книги он приводит название своей диссертации: «К теории ядерных переходов типа $0 \rightarrow 0$ », где я в первый раз это название и увидел. Он написал несколько кратких комментариев о двух основных идеях, выдвинутых в диссертации. Одна из них совпадает с тем, что было в статье 1948 г. об электрон-позитронных парах, о которой я уже упоминал. Я был крайне заинтересован этой новостью, т.к. моя кембриджская диссертация имела название «Нуль – нуль переходы в ядрах». Через некоторое время после того, как началась *гласность*, я предпринял шаги для поиска экземпляра диссертации Сахарова. Физический институт любезно прислал мне копию в начале 1990 г., и сейчас моей целью является описание ее содержания, идей и расчетов в свете того, что мы узнали позднее.

Чтобы описать в общих чертах обстановку, разрешите мне начать с физических основ, которые привели к этой работе. Почему так случилось, что сразу после Второй мировой войны два молодых ученых, находящихся столь далеко друг от друга, остановились на одной проблеме?

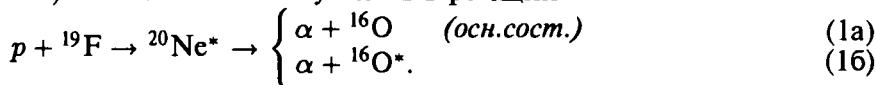
Десятилетие 1930-х годов было периодом интенсивного роста наших знаний и понимания электромагнитных и ядерных процессов, которые действуют на атомы и их ядра, или вызываются ими. Излучения, испускаемые различными ядрами, изучались и сравнивались количественно с теоретическими расчетами их интенсивностей и другими характеристиками. Для этого периода характерными были большие обзорные статьи Бете и Бечера по стационарным состояниям ядер 1936 г., Бете по теоретической ядерной динамике и Левингстона и Бете по экспериментальной ядерной динамике 1937 г., а также книга Гейтлера 1936 г. по квантовой теории излучения. Данные по распадам ядер были быстро и систематически приведены в соответствие с картиной α -распада Гамова, позднее с теорией бета-распада Ферми и других, и с картиной электромагнитных мультиполей для γ -лучей, испускаемых ядрами при переходе из одного ядерного состояния в другое. Для последнего случая было установлено наличие вторичных процессов, таких как «внутренняя конверсия», когда энергия электромагнитного поля, вызванного ядерным переходом, передается атомному электрону, выбрасывая его из атома, и «внутренняя парная конверсия», когда энергия этого электромагнитного поля превосходит $2m_e$ и вся уходит на образование электрон-позитронной пары в окрестности ядра, причем, как правило, обе частицы покидают атом. Исследование этих процессов превратилось в целую индустриальную область, занятую измерением энергетических спектров фотонов, электронов, позитронов и α -частиц, испущенных из ядер. Спектр электронов, как правило, состоял из непрерывной части от бета-распада и, возможно, от внутренней парной конверсии, и узких линий, возникающих от конверсионных электронов, испущенных с K - или L -оболочек атома, причем два процесса внутренней конверсии характерны

именно для электромагнитных переходов в ядрах. Постепенно, путем сведения надлежащим образом вместе результатов всех этих измерений, была создана ядерная спектроскопия. Процесс ее построения продолжается еще и сегодня, хотя в основном для более тяжелых и сложных ядер, а также для высоковозбужденных состояний легких ядер.

Однако к концу 30-х годов были известны два необычных случая:

(а) RaC' . Так обозначается состояние ^{214}Po с энергией возбуждения 1,415 МэВ [5]. Такое обозначение возникло из-за того, что это состояние образует заметную долю излучения, испускаемого из RaC , как в те дни обозначали ^{214}Bi . Оно стало хорошо известно потому, что его α -распад с переходом в ^{210}Pb приводит к особенно энергичным α -частицам. Из него также испускается четко идентифицируемый конверсионный электрон, в сильной конкуренции ($\sim 200 : 1$) с испусканием таких α -частиц. Однако γ -лучей с энергией, соответствующей этому электрону внутренней конверсии (1,415 МэВ), обнаружено не было.

(б) $^{16}O^*$ (6,049 МэВ). Это состояние изучалось в реакции



При изменении кинетической энергии протона T_p в этой реакции возбуждается много состояний $^{20}Ne^*$, и в их последующем α -распаде образуются многочисленные состояния $^{16}O^*$. Вслед за работой Фаулера и Лауритсена [6] 1939 г. Шрейб, Фаулер и Лауритсен [7] систематически измерили энергии и выходы α -частиц, γ -лучей, конверсионных электронов и электрон-позитронных пар (обозначавшихся как « π ») в зависимости от T_p . Обычно эти величины коррелируют между собой: выходы конверсионных электронов и (или) электрон-позитронных пар соответствуют определенным энергиям γ -лучей, которые можно сопоставить некоторой определенной энергии α -частиц.

Однако имеется сильный пик (соответствующий возбужденному состоянию $Ne(13,649 \text{ МэВ})$) в выходе α -частиц низкой энергии (т.е. в процессе 1(б)) при $T_p = 849 \text{ кэВ}$, когда в выходе электрон-позитронных пар также имеется пик, но отсутствуют соответствующие γ -лучи. Выход энергичных α -частиц здесь также имеет максимум, но с интенсивностью на порядок меньше. Эти данные говорят о существовании возбужденного состояния ^{16}O при энергии 6,049 МэВ, распад которого приводит преимущественно к электрон-позитронным парам и не дает γ -лучей.

Оба эти состояния приводят к ядерным переходам с четко выраженной электромагнитной природой, но без γ -излучения. Наиболее естественной интерпретацией являлось отнесение их к переходам типа $0^+ \rightarrow 0^+$ [8,9]. Такой переход может приводить лишь к зависящему от времени сферически-симметричному электромагнитному полю с частотой $\nu = \Delta/h$, соответствующей энергии перехода Δ . Его вектор-потенциал $A(r)$ может быть направлен только радиально, и его можно свести к нулю некоторым градиентным преобразованием. Поэтому магнитное поле отсутствует. Обозначим этот переход как $i \rightarrow f$. Его электрическое

поле E_{fi} , а также переходный ток обязательно имеют радиальное направление. Их связь такова:

$$(-i\Delta/\hbar c)E_{fi} = -4\pi J_{fi}, \quad (2)$$

так что зависящее от времени электрическое поле E_{fi} равно нулю вне источника тока J_{fi} , т.е. вне ядра. Скалярный потенциал удовлетворяет уравнению

$$\nabla^2 V_{fi} = -4\pi Q_{fi} = -4\pi e(\phi_f^*(r)\phi_i(r)), \quad (3)$$

где e – заряд протона, а Q_{fi} обозначает плотность заряда, связанную с ядерным переходом. При передаче импульса k компонента V_{fi} дается выражением

$$V_{fi}(k) = -4\pi e \int \phi_f^*(r)e^{ikr}\phi_i(r) \frac{d^3r}{k^2}. \quad (4)$$

Так как ϕ_f и ϕ_i ортогональны и сферически-симметричны, то соответствующий матричный элемент

$$M_{fi}(k) = 4\pi e \sum_{\alpha} \int \phi_f^*(r_{\alpha})e^{ikr}\phi_i(r_{\alpha}) d^3r_{\alpha} \quad (5)$$

для ядерных переходов с малой передачей импульса достаточно хорошо аппроксимируется формулой

$$M_{fi}(k) = -\frac{4\pi e}{3}k^2 \langle f | \sum_{\alpha} r_{\alpha}^2 | i \rangle, \quad (6)$$

где суммирование проводится по всем протонам ядра.

Диссертация Сахарова следует по нескольким направлениям, связанным с этими двумя переходами, т.е. с переходом для RaC' , где заряд Z большой, а энергия Δ относительно мала, и с переходом для $^{16}O^*$, где Z мало, а Δ велико. Его целью являлось убедиться в том, что мы можем количественно понять все аспекты экспериментальных данных на языке установленной теории, исключить возможность просмотра каких-либо указаний ее неадекватности и дать некоторые руководящие соображения, где можно искать другие примеры $0 \rightarrow 0$ -переходов и как их лучше всего распознать.

Первое направление касается ядерного аспекта переходов. Здесь Сахаров имел в виду случай ^{16}O . Начинает он несколько неожиданно. Понимая, что все интересующие его легкие ядра ($\alpha, ^{16}O, ^{20}Ne$) имеют $N=Z=A/2$, он поднимает вопрос о возможности нового квантового числа t , связанного с операцией T перестановки нейтронов с протонами. Эта операция с необходимостью удовлетворяет соотношению $T^2 = 1$, и поэтому имеет собственные значения ± 1 . Если ядерные силы обладают зарядовой симметрией, то операция T не изменяет ядерное состояние, но может воспроизводить его с множителем $t = +1$ или -1 . Таким образом, при наличии зарядовой симметрии состояния ядра с $N = Z$ могут быть классифицированы по отношению к этой операции как четные и нечетные. Для

собственного значения t он ввел название «изотопическая четность». Он не связывал ее с зарядовой независимостью ядерных сил. В самом деле, я обнаружил слова «изотопический спин» в диссертации только дважды, да и то упомянутые попутно. Он не ссылается на изотопический спин, т.к. у него не было в этом необходимости.

Это является первой иллюстрацией его необычного ума и большой уверенности в себе и в силе логики физики. Понятие «изотопической четности» не было известно физикам² в Западной Европе и Америке до тех пор, пока Кролл и Фолди [10] в 1952 г. не указали на то, что многие «проверки зарядовой независимости» удовлетворялись бы, если бы ядерные силы были только зарядово-симметричными, и что если они являются зарядово-симметричными, то состояния ядер с $N = Z$ можно классифицировать по квантовому числу, имеющему собственные значения ± 1 . Для этого они предложили название «зарядовая четность», которое сегодня и используется. Это понятие не было известно в физической литературе в то время, когда Сахаров указал на него и дал ему название «изотопическая четность». Это было чрезвычайно большим достижением молодого исследователя! – опережение на четыре года в такой центральной области, как ядерная физика. Трудно понять, почему эта работа не была в то время опубликована³.

Сахаров не удовлетворился идеальным случаем зарядовой симметрии, т.к. он понимал, что при наличии кулоновского потенциала в протон-протонном взаимодействии состояния с определенной изотопической четностью могут смешиваться в такой степени, что сама концепция становится бесполезной. Поэтому он переходит к оценке примесей, которые может порождать кулоновское взаимодействие. В качестве примера он рассмотрел случай двух уровней (обозначаемых 0 и 1) с одинаковыми спином и четностью, но с противоположными значениями t , и показал, что критическим параметром является V_{10}/Δ , где V_{10} – это матричный элемент кулоновской энергии между двумя состояниями, а Δ – разность энергий этих состояний. Он пришел к заключению, что в случаях, представляющих непосредственный интерес, смешивание невелико, но оно могло бы приводить к вполне наблюдаемым эффектам, если бы два уровня имели близкие энергии.

Продвигаясь дальше, Сахаров отметил, что для узкого резонанса $^{20}\text{Ne}^*$ с энергией возбуждения 13,649 МэВ, связанного с сильным испусканием электрон-

² В начале 1952 г. Трейнор [11] понял, что ядерные состояния с $N = Z$ могут быть характеризованы мультипликативным квантовым числом, имеющим значения ± 1 , но это наблюдение основывалось на волновых функциях оболочечной модели, которые вычислялись для зарядово-независимых ядерных сил и имели определенное значение изоспина I . Собственные числа, которые нашел Трейнор, в действительности подчинялись правилу $(-1)^I$, но он эту связь не установил. Он не понимал, что такое квантовое число осталось бы обоснованным, если бы зарядовая независимость была нарушена, а выжила бы только зарядовая симметрия.

³ Следует отметить, что у нас в стране диссертация Сахарова и введенное в ней понятие о четности по изотопическому спину были хорошо известны. В частности, этой теме был посвящен отдельный параграф в монографии Л.В. Грошева и И.С. Шапиро «Спектроскопия атомных ядер», вышедшей в 1952 г. – *Прим. перев.*

позитронных пар без γ -лучей, длиннопробежные α -частицы, образующиеся в распаде $^{20}\text{Ne}^* \rightarrow \alpha + ^{16}\text{O}$ (осн. сост.), на порядок величины менее интенсивны, чем короткопробежные α -частицы из распада $^{20}\text{Ne}^* \rightarrow \alpha + ^{16}\text{O}^*(6,049)$. Он спрашивает, не может ли быть так, что и это состояние, и состояние ^{16}O имеют изотопическую четность $t = -1$, в противоположность $t = +1$ для ^{16}O (осн. сост.). Быть может это является также и причиной узости (≈ 20 кэВ) этого уровня $^{20}\text{Ne}^*$. Он не настаивал на этой интерпретации, но все же считал (что отмечено в заключительной главе), что она не исключена⁴.

Он рассматривал также систематику первых возбужденных уровней 0^{+*} для различных ядер. Он привел доводы в пользу того, что по мере возрастания массы A вклад в энергию возбуждения Δ от спиново-зависящих и обменных сил также будет возрастать. По-видимому, в основе лежало предположение, что эти 0^{+*} -возбужденные состояния *все* могут иметь $t = -1$, в противоположность $t = +1$ для основного состояния. Сегодня мы знаем, что это предположение неверно. Изотопический спин является хорошим квантовым числом, и тогда изотопическая четность есть $t = (-1)^I$, а обсуждаемые уровни ^8Be , ^{12}C и ^{16}O лежат гораздо ниже самого низшего уровня с $I = 1$. Во всяком случае уровни в ^8Be и ^{12}C имеют спин-четность 2^+ , а не 0^+ . Тем не менее, представляется характерным для Сахарова, что он должен был очень серьезно развить допустимую идею, не желая отбрасывать ее до тех пор, пока она не будет доказана или опровергнута экспериментально. Данный вопрос был им оставлен, и в его более поздней работе было допущено, что все эти состояния имеют $t = +1$. Сделано это было без дальнейших комментариев, вплоть до резюме, где он снова отмечает, что возможность того, что некоторые из них могут иметь $t = -1$, все еще является интересной идеей, достойной дальнейшей экспериментальной проверки.

Процессы, исследованные в его диссертации, имеют два аспекта, ядерный и электродинамический. Для расчета их скоростей нужны ядерные модели. Без пояснений, хотя его шаги оправданы моими вышеприведенными краткими замечаниями, он использовал кулоновский потенциал для вычисления матричного элемента, который связывает заряд нуклона с переходной электронной плотностью $\rho_{fi} = (\psi_f^*(\mathbf{r})\psi_i(\mathbf{r}))$. Он подчеркнул, что процесс зависит только от электронной плотности внутри ядра, и что соответствующий матричный элемент дается приведенным ранее выражением (6). Мимоходом он отмечает, что при изменении четности ядра $0 \rightarrow 0$ -переход был бы запрещен даже посредством электромагнитного взаимодействия. Это одно из многих важных «побочных замечаний» в его диссертации. Другим является замечание о том, что согласие этих

⁴Сейчас представляется вероятным, что в последнем вопросе Сахаров был прав. Хотя не все данные согласуются между собой, в настоящее время принято [28], что уровень $^{20}\text{Ne}^*$ при 13,642(3) МэВ с шириной 17(1) кэВ имеет спин-четность 0^+ и изоспин $I = 1$, а поэтому $t = -1$. Он соответствует известному уровню ^{20}F с энергией возбуждения 3,526 МэВ. В пределах $\pm 0,4$ МэВ от этого уровня ^{20}Ne известны четыре 0^+ -состояния с $I = 0$, так что вполне возможно, что он имеет заметные примеси с $I = 0$. В действительности, если все квантовые числа определены правильно, он должен иметь такие примеси, т.к. распадается по каналу $\alpha + ^{16}\text{O}$ (осн. сост.). Преимущественный канал распада (99,6%) есть $p + ^{19}\text{F}$, так что его парциальные ширины для α -распада меньше, чем 0,1 кэВ.

вычислений с экспериментом дает проверку закона Кулона. Потенциал в виде $V = -e^2(1 - \exp(-kr))/r$, предложенный Боппом и Подольским, с $h/k = 14m_e$ согласно подгонке данных по тонкой структуре атома водорода, проведенной Кикучи, был с определенностью исключен наблюдаемым распределением по углу разлета ϑ между e^+ и e^- для $^{16}\text{O}^*(6,049)$. Он привлек внимание к сингулярности дираковских электронных волновых функций для статического кулоновского поля ядра $-Ze^2/r$, указав, что сингулярность отсутствовала бы при учете конечных размеров ядра. Ссылаясь на теорему о среднем значении, он заменяет главный член $\rho_{fi}(r) \sim r^{2s-2}$ в произведении дираковских волновых функций, где $s = \sqrt{1 - (Z\alpha)^2}$, на постоянное значение R^{2s-2} внутри ядра, сшитое с величиной $\rho_{fi}(R)$ на поверхности ядра; это не малый эффект для RaC' , где $s = 0,79$, а не единице. Сахаров мог бы распределить заряд Ze равномерно по объему ядра и численно вычислить дираковские волновые функции для получившегося потенциала $V(r)$, но он оценил, что это изменило бы результат не более, чем на 10%. С этими матричными элементами он затем, используя золотое правило, получает выражения для скоростей испускания конверсионных K -электронов и для образования пар e^+e^- .

Затем он рассчитал скорости, используя дираковские плоские волны для выходящих электрона и позитрона, что является хорошим приближением для ^{16}O , где Z мало, и полезно для ориентировки. Использование релятивистских волновых функций было, конечно, существенно, т.к. при осуществляющихся энергиях v/c не мало. Распределение по энергии и углу, которое он получил для пар e^+e^- , с точностью до постоянного множителя равно

$$p_+p_-(E_+E_- + p_+p_- \cos \vartheta - m_e^2) dE_+ dE_- . \quad (7)$$

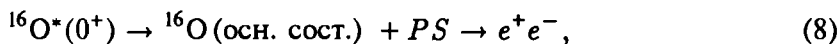
Этот результат был сформулирован Оппенгеймером в 1941 г. в аннотации на собрании Американского физического общества [12], где он заметил, что это выражение находится в хорошем качественном согласии с экспериментальными данными. В пределе $m_e = 0$, не рассматривавшемся Сахаровым, в (7) $E_{\pm} = p_{\pm}$ и при $\vartheta = 180^\circ$ распределение зануляется. Сегодня мы понимаем, что это является следствием сохранения спиральности в электромагнитном взаимодействии

$$e \int \psi_f \gamma_\mu \psi_i A_\mu(r) d^3r$$

для электрон-позитронного поля. Если спиральность электрона есть $\pm 1/2$, то тогда спиральность выходящего позитрона равна $\mp 1/2$, а знак меняется из-за того, что позитрон – это античастица по отношению к электрону. При $\vartheta = 180^\circ$ электрон и позитрон двигаются в противоположных направлениях одной оси; компонента полного углового момента m вдоль направления электрона в таком случае равна $m = (\pm 1/2 - (\mp 1/2)) = \pm 1$. Переход $0 \rightarrow 0$ допускает только $m = 0$, так что при $\vartheta = 180^\circ$ отсутствует ненулевой матричный элемент и скорость распада в такую конфигурацию должна быть равна нулю. Это остается справедливым

и для случая RaC' , где борновское приближение ($Z = 0$) неприменимо, в силу того, что начальное и конечное кулоновские взаимодействия с ядром также подчиняются закону сохранения спиральности для электрона и позитрона. Два отмеченных обстоятельства, первое, что в амплитуду перехода входят волновые функции электрона и позитрона только внутри ядра, и, второе, что при $m_e = 0$ спиральность сохраняется для всех электромагнитных взаимодействий, и объясняют очень простой вид формулы (7).

Сахаров отметил, что если бы имелось тяжелое псевдоскалярное поле (PS), прямо связанное как с электрон-позитронным полем, так и с нуклонами, то пары e^+e^- могли бы образовываться по цепочке



но такая цепочка приводила бы к распределению

$$p_+p_-(E_+E_- - p_+p_+ \cos \vartheta - m_e^2) dE_+ dE_-, \quad (9)$$

и распределение по углу ϑ имело бы противоположную тенденцию, принимая наибольшее значение при $\vartheta = 180^\circ$ и будучи малым (нулем, если $m_e^2 = 0$) при $\vartheta = 0^\circ$. Так как $\overline{\cos \vartheta} = 0$ и m_e^2 мало, то выражение (9) дает распределение по E_\pm , весьма близкое к тому, что получается из (7). Распределение по ϑ для $^{16}O^*$ (6,049) ясно исключает эту возможность. Сахаров отмечает:

- (i) что наблюдаемое распределение по ϑ также исключает испускание e^+e^- через любой электромагнитный мультиполь, даже если бы интенсивность γ -лучей была низкой по какой-то неизвестной причине;
- (ii) что рассчитанное отношение λ_e/λ_π электронов внутренней конверсии к e^+e^- -парам составляет около $3,5 \cdot 10^{-5}$, что является надежным предсказанием, т.к. в оба процесса входит один и тот же ядерный матричный элемент. Интересно отметить, что недавно измеренное отношение [13] $4,0(5) \cdot 10^{-5}$ находится в хорошем согласии с его значением.

Этот простой плосковолновой расчет совершенно неадекватен для RaC' , где $Z = 82$. Кулоновское поле ядра сильно влияет как на электрон, так и на позитрон, и его нужно надлежащим образом учесть при рассмотрении e^+e^- -пар в переходе с энергией 1,414 МэВ, когда средняя кинетическая энергия e^+ и e^- равняется примерно 0,2 МэВ. Тогда как выше мы имели малое Z и $E \gg m_e$, сейчас противоположный случай – большое Z и малые (но релятивистские) кинетические энергии. Кулоновское поле отталкивает e^+ от окрестности ядра и сильно притягивает электрон, общим результатом чего является интересная, но хорошо известная ступенька в спектре энергии позитрона при E_{+max} .

В системе с большим Z как для состояний связанного электрона, так и для состояний электрона и позитрона в континууме нужно использовать дираковские волновые функции. Они хорошо известны, но были вычислены здесь *ab initio* и

очень ясным способом, а затем вставлены в формулы, где раньше использовались шредингеровские волновые функции и плоские волны. Величина, которую Сахаров получил для RaC' , равнялась $\lambda_{\pi}/\lambda_e = 2,4 \cdot 10^{-3}$.

История вычислений и экспериментов в RaC' заслуживает краткого описания. Линия внутренней K -конверсии, без каких-либо сопровождающих γ -лучей, была четко продемонстрирована в 1937 г. Алихановым и Спиваком [14]. Ранее, в 1934 г., Алиханов и Козодаев [15] опубликовали энергетический спектр e^+ для RaC' , который они интерпретировали как имеющий ступеньку при значении E_{+max} , соответствующем возбуждению 1,414 МэВ в RaC' , хотя отделить ее от мощной ступеньки, соответствующей известной γ -линии при 1,390 МэВ, было очень трудно. Это наблюдение привело Юкаву и Сакату [9] к расчету λ_{π} и λ_e для уровня 1,414 в RaC' : они поняли, что оба процесса определяются одним и тем же ядерным матричным элементом, и что поэтому вычисленное ими отношение $\lambda_{\pi}/\lambda_e = 4,2 \cdot 10^{-3}$ должно быть весьма надежным. Однако этот результат был на два порядка величины ниже значения, требуемого Алихановым и Козодаевым. В 1940 г., не зная о расчетах Юкавы и Сакаты, Томас [16] выполнил такие же расчеты для RaC' , получив величину $6,0 \cdot 10^{-3}$, хотя есть основания думать, что в его результате имеется ошибка. Алиханов и Латышев [17] повторили эти позитронные измерения в 1940 г., но обнаружили, что их улучшенный спектр может быть объяснен вообще без испускания e^+e^- с уровня 1,414 МэВ. В своем обзоре 1947 г. по γ -излучению из RaC (включая и RaC') Латышев [18] не упоминает о каком-либо испускании позитронов с уровня 1,414 МэВ. Совсем недавно Бенгстоном, Нильсоном и Рудом [20] была исследована внутренняя конверсия с этого уровня и ситуация сейчас значительно прояснилась [5]. Возбужденный 0^{++} -уровень ^{214}Po является пятым возбужденным уровнем, расположенным при 1,4155 МэВ; первым возбужденным уровнем является 2^+ при 0,6093 МэВ. Они также выполнили хорошее измерение полной скорости распада уровня 0^{++} , получив результат $1,01(3) \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$; брэнчинги равняются 26% для внутренней конверсии $0^{++} \rightarrow 0^+$, 0,12% для α -распада на ^{210}Pb (осн. сост.), а все остальное составляет переход на уровень 0,6093 МэВ путем $E2$ γ -излучения. Остальные уровни играют здесь малую роль. Бенгстон и др. упоминают о возможности электронов от e^+e^- -пар при распаде уровня 1,413 МэВ, но отмечают, что теоретические оценки интенсивности находятся гораздо ниже уровня, который можно наблюдать в их эксперименте. Из этих цифр известное сейчас значение скорости перехода $0^{++} \rightarrow 0^+$ в RaC' составляет $2,6(1) \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$.

Для расчета абсолютных скоростей этих процессов требуется использовать конкретные ядерные модели. Состояние 0^{++} соответствует дыхательной моде возбуждения ядра. Очень естественной является модель жидкой капли, но с требованиями, чтобы ядерная жидкость была сжимаемой и чтобы скорость звука в ядерном веществе, связанная с этой сжимаемостью, была меньше скорости света. Сахаров, однако, предпочел заменить массу ядра некоторой эффективной массой и вычислил кинетическую энергию, определяя диапазон колебаний путем приравнивания ее энергии возбуждения. Используя этот метод для вну-

тренней конверсии из RaC' , он получил скорость распада $\lambda_e = 2,0 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$, весьма большое значение. Поэтому он предложил второй метод, в котором ядро ^{214}Po рассматривалось как α -частица, двигающаяся в ящике радиуса R . Его возбужденное состояние RaC' представлялось как результат перевода α -частицы из основного s -волнового состояния на первый возбужденный s -уровень в этом ящике. Тогда появляется возможность простой оценки, приводящей к результату $\lambda_e = 3,2 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$. Все, что было известно в то время, это отношение числа испускаемых α -частиц и электронов, так что эмпирическая оценка для λ_e требовала надежной оценки скорости α -распада RaC' . Бете [19] уже выполнил такой расчет в 1937 г., дав величину $\lambda_e = 1,3 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$, в 25 раз ниже самой нижней оценки Сахарова. Сахаров был склонен приписать это расхождение неопределенности в факторе подбарьерной проницаемости α -частицы. Однако сегодня мы знаем, что полуэмпирическое значение Бете оказалось только в 4 раза больше величины, измеренной экспериментально.

Используя свой метод кинетической энергии, Сахаров получил также оценку $\lambda_\pi = 4,6 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ для перехода $^{16}\text{O}^* \rightarrow ^{16}\text{O}$ с испусканием пар e^+e^- . Экспериментальное значение этой величины было впоследствии определено двумя различными путями:

- (а) прямым измерением времени жизни Биркс, Соколовский и Вольфсон [21], используя методику по времени пролета, дали для полной скорости распада величину $1,03(7) \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$. Это около половины старого значения $2,0(2) \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$, полученного Дэвонсом, Харвардом и Линдсеем [22] в Кембридже в 1948 г., во время написания моей диссертации;
- (б) с помощью определения матричного элемента $\langle ^{16}\text{O}^* | r^2 | ^{16}\text{O} \rangle$ из данных по сечению возбуждения состояния $^{16}\text{O}^*$ (6,049) электронами высокой энергии, падающими на ^{16}O , в зависимости от переданного импульса, проведенного Миской и др. [23]. Было получено значение $3,55(21) \text{ фм}^2$, находящееся в хорошем согласии с величиной $3,24(30) \text{ фм}^2$, выведенной из прямого измерения времени жизни, о котором шла речь в пункте (а).

Известно, что в полной скорости распада преобладает λ_π ; была измерена [13] скорость внутренней конверсии, что дало $\lambda_e/\lambda_\pi = 4,0(5) \cdot 10^{-5}$, и отношение к двухфотонному распаду $\lambda_{E1,E1}/\lambda_\pi = 2,5(1,1) \cdot 10^{-4}$. Известная сейчас скорость перехода $^{16}\text{O}^* \rightarrow ^{16}\text{O}$ примерно в 400 раз меньше, чем оценка Сахарова методом кинетической энергии.

В моей диссертации также проводилась оценка скоростей этих ядерных переходов и предсказывались скорости распада, много бóльшие, чем экспериментальные величины. Причиной этих расхождений является то, что использованные модели не соответствуют действительности. Сегодня эти состояния лучше всего описываются оболочечной моделью. Бокер [24] получил для ^{16}O значение $\langle ^{16}\text{O}^* | r^2 | ^{16}\text{O} \rangle = 2,6 \text{ фм}^2$, используя двухчастично-двухдырочные $(2p)(2h)$ и $(4p)(4h)$ -конфигурации, с частицами в оболочке $(1d_{5/2})$ и дырками в оболочке

($1p_{1/2}$). Цукер и др. [25] выполнили прекрасную общую подгонку по большей части спектра $^{16}\text{O}^*$, используя все конфигурации ($1p_{1/2}, 2s_{1/2}, 1d_{5/2}$), и получили $3,2 \text{ фм}^2$, в прекрасном согласии с экспериментальными данными. Представляется, что 0^{+*} -состояние ^{214}Po соответствует возбуждениям пар нуклонов на более высокие оболочки [20]. Тейпом и др. [26] было указано, что все ядра ^{206}Pb , ^{208}Po , ^{212}Po и ^{214}Po имеют низколежащее 0^{+*} -состояние и что величины, получаемые для $\langle 0^{+*} | r^2 | 0^+ \rangle$, почти одинаковы для всех четырех случаев.

Следующим шагом было включение эффекта кулоновского поля ядра на распределение по углу разлета ϑ между e^+ и e^- . Это требует использования в амплитуде перехода дираковских кулоновских волновых функций как для электрона, так и для позитрона, т.к. их движение с необходимостью является релятивистским. Сахаров, естественно, использовал формализм вторичного квантования для электрон-позитронного поля. Такие вычисления требуют большого внимания и Сахаров провел их мастерски. При расчете распределения по энергиям (E_+, E_-), приведенного выше, использовалась теория возмущений с зависимостью от времени. Матричные элементы вычислялись отдельно для каждой парциальной волны, а полная скорость получалась суммированием квадратов их модулей по всем начальным и конечным спиновым состояниям. Однако распределение по углу ϑ зависит от интерференционных членов между этими амплитудами, и вступают в игру их относительные фазы. Их расчет мог бы быть основан на уже вычисленных матричных элементах (как это было в моих расчетах), но Сахаров предпочел провести вычисления другим методом, используя стационарную форму теории возмущений с гамильтонианом, который включает слагаемое, отвечающее рождению электрона и позитрона в спиновом состоянии, соответствующем их образованию локализованным сферически-симметричным электрическим полем. Так как физические состояния, о которых идет речь, имеют относительно большие времена жизни, энергия E бралась действительной. Как электрон, так и позитрон взаимодействуют со статическим кулоновским полем ядра и двигаются независимо после того, как покинули источник. Единственным общим для них требованием является то, что их волновые функции должны состоять только из расходящихся волн. Это достигается хорошо известным способом, путем наложения требования, чтобы волновая функция e^+e^- имела вид

$$\int_{m_e}^{\infty} \int_{m_e}^{\infty} dE_+ dE_- \sum_{j,m} W_{jm}(E_+, E_-) \delta^{(+)}(E - E_+ - E_-) \Psi_2, \quad (10)$$

где

$$\delta^{(+)}(\epsilon) = P \frac{1}{\epsilon} - i\pi \delta(\epsilon), \quad (11)$$

а символ P означает интеграл в смысле главного значения. Ψ_2 – это функция источника, которая определяет начальное спиновое состояние e^+e^- . Хотя этот метод и назван «хорошо известным», но дело в том, что он почти всегда применяется для систем, состоящих только из одной частицы. Его использование для

многочастичных систем обычно ограничивается формальным обсуждением общетеоретических вопросов, и он не часто применяется для практических расчетов. В действительности я не могу вспомнить в литературе какое-либо схожее подробное рассмотрение. Трудными моментами является относительное расположение волновых функций электрона и позитрона, т.к. они двигаются наружу с разными скоростями, а также надлежащий расчет зависимости скорости распада от (E_+, E_-) . Все эти вопросы тщательно объясняются, так что эта часть диссертации представляет для читателя большую образовательную ценность. Окончательно полученное выражение состоит из суммы по четырем квадратичным членам вида $W_{\pm 1}^* W_{\pm 1} \exp(\pm i\varphi)$, где φ – хорошо известная кулоновская фаза, которая равна нулю, если W^* и W имеют одинаковый нижний индекс, с коэффициентами Σ_i с $i = 1, \dots, 4$, которые имеют геометрический характер, являясь суммами произведений сферических гармоник. Вычисление Σ_i может быть легко проведено на «уровне пешехода», но Сахаров решил получить их из своих предыдущих плосковолновых расчетов чрезвычайно изобретательным способом. Так как он имел перед собой полное выражение для скорости λ_r для случая кулоновского поля при заряде ядра Ze , то понимал, что можно перейти в нем к пределу $Z \rightarrow 0$ и найти функции Σ_i путем сравнения своего результата, полученного в борновском приближении, с этим предельным выражением. Очень элегантный подход, который также дает дополнительную проверку некоторых элементов обоих расчетов, т.к. два выражения получаются совершенно различными методами. Результат, который он получил для дифференциальной скорости, имеет вид

$$D\eta_+^2\eta_-^2(p_+p_-)^{2s-1}R^{4s-4}(E_+E_- + p_+p_- \cos\vartheta - m_e^2)dE_+dE_- \sin\vartheta d\vartheta, \quad (12)$$

где

$$\eta_\rho = |\Gamma(s + iE_\rho)/\Gamma(2s + 1)| \exp(\pi E_\rho/2),$$

как и раньше $s = \sqrt{1 - (Z\alpha)^2}$, R – радиус ядра, D – постоянный коэффициент, более детальная информация о котором здесь не нужна. Это выражение согласуется после интегрирования по ϑ с предыдущим результатом Сахарова для спектра по (E_+, E_-) , а также согласуется с угловым распределением, полученным Оппенгеймером в пределе $Z \rightarrow 0$. Распределения по углу и энергии, следующие из этого выражения, согласуются с теми, которые содержались в моей диссертации, за исключением некоторого дополнительного множителя, не зависящего от E_+, E_- и ϑ , который сводится к единице в упомянутых двух предельных случаях (весьма возможно, что у меня здесь содержалась ошибка). Ясно, что кулоновская поправка к угловому распределению приводит лишь к незначительному изменению. Однако детали вычислений Сахарова очень хорошо показывают непосредственность расчетов и широту его знаний и возможностей. Используемые методы необычны и весьма экономны; ему удалось избежать оценки длинного сложного выражения, основывая конечные расчеты на предыдущих результатах. Хотя для данного конкретного расчета это не столь важно, его метод продемонстрировал изобретательность и дал дополнительные внутренние проверки, помогающие избежать ошибок.

В конечном трехчастичном состоянии ($^{214}\text{Po} + e^+ + e^-$) есть еще одна сила, которую можно рассмотреть, – кулоновское взаимодействие e^+e^- . Если электроны и позитроны имеют малую относительную скорость v , то кулоновский потенциал C_{+-} может приводить к большому эффекту, т.к. он продолжает действовать и после того, как e^+ и e^- покинули поле ядра. Его эффект не является пертурбативным, т.к. он приводит к существованию кулоновских связанных состояний (позитроний). Для ^{16}O хорошим приближением для λ_π является предел $Z \rightarrow 0$. В этом случае система e^+e^- создается продольным (виртуальным) фотоном в конфигурации 3S_1 в ее с.ц.м. Доводы Сахарова соответствуют предположению, что дифференциальная скорость, вычисленная с включением C_{+-} , дается выражением

$$R(e^+e^-, C_{+-}) = R(e^+e^-, C_{+-} = 0) |\Psi(r = 0, C_{+-}) / \Psi(r = 0, C_{+-} = 0)|^2, \quad (13)$$

где Ψ – волновая функция пары e^+e^- в ее с.ц.м. Так как этот эффект существует только для малых относительных скоростей, Ψ можно вычислить с помощью уравнения Шредингера. Тогда поправочный фактор в (13) выписывается в явном виде:

$$|\Psi(r = 0, C_{+-}) / \Psi(r = 0, C_{+-} = 0)|^2 = \frac{2\pi e^2 / \hbar v}{1 - \exp(-2\pi e^2 / \hbar v)}. \quad (14)$$

Результат является весьма убедительным, особенно для ^{16}O , где кулоновское поле ядра оказывает малое воздействие на вылетающие электрон и позитрон. При $v \rightarrow 0$ величина этой поправки становится весьма большой. Сахаров отметил, что при $p_+ = p_-$ и угле ϑ от 0° до 1° v/c примерно равно $1/4$. Интегрируя по углу ϑ от 0° до 1° , он нашел, что кулоновское поле C_{+-} между e^+ и e^- увеличивает скорость образования e^+e^- примерно на 50%. Хотя этот эффект и велик, было бы весьма тяжело проверить его экспериментально из-за малости входящих углов разлета ϑ . Можно отметить, что фактор усиления (13) нельзя раскладывать по степеням $\alpha = e^2 / \hbar c$ для произвольно малых значений v , т.к. это выражение имеет полюсы при $e^2 / \hbar v = \pm i$. Доводы, приводимые в его диссертации для этого фактора усиления, являются простыми, но вполне убедительными для того случая, для которого он используется. При распаде RaC' , когда кулоновское поле ядра является сильным и дальнедействующим, его доводы в пользу (13) представлялись бы законными только для гораздо меньших углов ϑ ; кулоновский потенциал между e^+ и e^- может доминировать только после того, как пара далеко отлетела от поля ядра. Статья Сахарова, опубликованная по данному вопросу [1], является значительной дальнейшей разработкой этой главы его диссертации, т.к. целью статьи являлось установление некоторых общих принципов, позволяющих судить о законности использования этой поправки. Конечно, все возможные случаи охватить трудно, и может оказаться, что некоторые частные случаи рассматриваются гораздо легче.

Сахаров отметил также, что система e^+e^- могла бы вылетать из ^{16}O (6,049) в виде атома позитрония либо в основном, либо в возбужденном состоянии, с полной энергией около 5 МэВ, но каких-либо количественных оценок отношения

скорости таких процессов к λ_π он не дал. Интересно отметить, что парная конверсия хорошо видна в распаде π^0 , причем отношение $\lambda_{\gamma+-}/\lambda_{\gamma\gamma}$ составляет 1,20(3)%. Соответствующее испускание позитрония



было экспериментально зарегистрировано в Серпухове [27] и измерения дали для брэнчинга $1,84(29) \cdot 10^{-9}$.

Подводя итог, можно с уверенностью сказать, что диссертация Сахарова совершенно необычна. Она показывает его принципиальное осознание важности принципов симметрии и правил отбора. На самом деле он предложил новое правило отбора, по «изотопической четности» (то же, что зарядовая четность), как следствие зарядовой симметрии ядерных сил по меньшей мере на четыре года раньше, чем его заметили в других местах. Он овладел современным подходом при указании того, как можно использовать экспериментальные данные для отбрасывания возможных экстраполяций предложенной теории. Например, используя экспериментальные данные, он несколькими способами исключил отклонение от закона Кулона для малых (в ядерном масштабе) расстояний и исключил возможность того, что ^{16}O (6,049) может иметь квантовые числа $J^P = 0^-$. Он был необычайно тесно знаком с методами квантовой механики для случая трехчастичных состояний ($e^+ + e^- +$ атомное ядро), показав совершенное владение деталями практических расчетов для процесса испускания двух частиц. Ему удалось придумать приближения, позволившие получить полностью надежные оценки, примером чего является рассмотрение кулоновского взаимодействия $e^+ e^-$ в парной конверсии. Будучи молодым исследователем, он еще в 1947 г. смог увидеть «отдаленные» возможности, такие как прямое испускание позитрония.

В заключение я хотел бы поблагодарить академика Е.Л. Фейнберга и А. Лазаряна за устный перевод для меня некоторых частей диссертации Сахарова, а также академика Л.В. Келдыша и доктора Б.Л. Альшулера за возможность предоставить эту статью для мемориального сахаровского издания.

Дополнение

Быть может, меня простят за добавление нескольких слов о своей собственной диссертации, относящейся к 1950 г. Работа над ней была начата как отклик на экспериментальное исследование Самюэля Девонса в Кавендишской лаборатории по времени жизни $^{16}\text{O}^*$ (6,049) и распределению по углу разлета пар $e^+ e^-$ в процессе, доминирующем при распаде этого состояния. Были заново выведены результаты, кратко сформулированные Оппенгеймером и Швингером для $^{16}\text{O}^*$ (6,049) и Юкавой и Сакатой, а также Томасом для RaC' , и соответствующие расчеты распространены на Z -зависимость распределения по углу разлета [29].

Это было время, когда входили новые фейнмановские методы и широко использовалась теория перенормировок. Поэтому для меня было естественным вычислить поправки порядка e^2 к упомянутым выше расчетам, включая испускание реального фотона, однако они оказались малыми и мультипликативными

[29]. Я понял, что наибольшая поправка порядка e^2 возникает от кулоновского взаимодействия e^+e^- , и что она является приближением к $\Psi_C(0)/\Psi_{\text{своб}}(0)$. Однако мой результат в порядке e^2 был большим, только если велико отношение e^2/hv , но тогда он не обоснован, т.к. разложение этого фактора в ряд по e^2/hv имеет конечный радиус сходимости.

Были развиты ядерные модели для осцилляций дыхательной моды, и их динамика связана с объемной энергией сжимаемой ядерной жидкости, а не с внутренней кинетической энергией. Обсуждались α -частичные модели, но в то время мало что было известно об α - α силах.

В большом приложении фейнмановская техника, описанная в диссертации, использовалась для вычисления поправок высших порядков к борновскому приближению для амплитуды упругого рассеяния электронов на статическом потенциале [30].

Литература

- [1] А.Д. Сахаров, ЖЭТФ 18, 631 (1948).
- [2] L.Alvarez et al., Phys.Rev. 105, 1127L (1957).
- [3] А.Д. Сахаров, Я.Б. Зельдович, ЖЭТФ 32, 947 (1957).
- [4] A.D. Sakharov, *Collected Scientific Works*, ed. D. ter Haar, D.V. Chudnovsky, and G.V. Chudnovsky, 1982). New York and Basel: Marcel Dekker Inc.
- [5] Nuclear Data Sheets 55, 689 (1988).
- [6] W.A. Fowler and C. C. Lauritsen, Phys.Rev. 56 (1939).
- [7] J.F. Streib, W.A. Fowler, and C.C. Lauritsen, Phys.Rev. 59, 253 (1941).
- [8] J.R. Oppenheimer and J.S. Schwinger, Phys.Rev. 56, 1066 (1939).
- [9] H. Yukawa and S. Sakata, Proc.Phys.Math.Soc.Japan 17, 10 (1935).
- [10] N.M. Kroll and L.L. Foldy, Phys.Rev. 88, 1177 (1952).
- [11] L. Treinor, Phys.Rev. 85, 962 (1952).
- [12] J. R. Oppenheimer, Phys.Rev. 60 164, (1941).
- [13] F. Ajzenberg-Selove, Nucl.Phys. A433,1 (1985).
- [14] A.I. Alichanow and P.E. Spivak, Phys.Z.d.Sowjetunion 11, 351 (1937).
- [15] A.I. Alichanow and M.S. Kosodaew, Z.S.f.Phys 90, 249 (1934).
- [16] R. Thomas, Phys.Rev. 58, 714 (1940).
- [17] A.I. Alichanow and G.D. Latyshev, Soviet J.Phys. 3, 251 (1940).
- [18] G.D. Latyshev, Rev.Mod.Phys. 19, 132 (1947).
- [19] H.A. Bethe, Rev.Mod.Phys. 9, 69 (1937).
- [20] B. Bengston, H. L. Nielsen, and N. Rud, Nucl.Phys. A319, 21 (1979).
- [21] M. Birks, J.S. Sokolovski, and Y. Wolfson, Nucl.Phys. A216, 57 (1973).
- [22] S. Devons, H.G. Hereward, and G.P. Lindsay, Nature 164, 586 (1949).
- [23] H. Miska et al., Phys.Lett. B58, 155 (1975).
- [24] E. Boeker, Phys.Lett. 21, 69 (1966).
- [25] A.P. Zuker, B. Buck and J. B. McGrory, Phys.Rev.Lett. 21, 39 (1968).
- [26] J.W. Tape, E.G. Adelberger, D. Burch, and L. Zamick, Phys.Rev.Lett. 29, 878 (1972).
- [27] L.G. Afanasyev et al., Phys.Lett. B236.116 (1990).
- [28] F. Ajzenberg-Selove, Nucl.Phys. A475, 137 (1987).
- [29] R.H. Dalitz, Proc.Roy.Soc. A206, 521 (1951).
- [30] R.H. Dalitz, Proc.Roy.Soc. A206, 509 (1951).

II. О ЦЕЛЕСООБРАЗНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ ТЕХНИКЕ ТРОИЧНОЙ СИСТЕМЫ СЧИСЛЕНИЯ С МИНУС-ЦИФРОЙ*

Рассмотрим троичную систему счисления, основанную на цифрах ноль, единица, минус-единица (автор рекомендует обозначения 0, A, V, которые читаются как гласные «о», «а», «у»).

Примеры: $3 = A0$, $2 = AV$, $7 = AVA$, $-2 = VA$, $-7 = VAV$ и т.д.

В этой системе сохраняется основное вычислительное преимущество двоичной системы счисления – умножение многозначного числа на однозначное число носит тривиальный характер (умножение на V сводится к подстановке $A \rightarrow V$, $V \rightarrow A$, $0 \rightarrow 0$). Вместе с тем, имеется ряд важных преимуществ перед двоичной системой.

1. Длина «слов» сокращается в $\lg 3 / \lg 2 = 1,55$ раза. Это приводит к существенному удешевлению вычислительных машин, так как большая часть устройств – памяти, логических и арифметических устройств может быть изготовлена в расчете на троичную систему почти с такой же стоимостью и надежностью, как и при расчете на двоичную систему.

2. При сложении столбца чисел числа V и A в большинстве случаев «почти» компенсируются в каждом разряде, что уменьшает загрузку арифметического устройства, в частности, при умножении.

3. Вычитание сводится к сложению, что упрощает арифметическое устройство; в особенности это существенно при выполнении деления.

Цель данной заметки – обратить внимание конструкторов вычислительных машин и в особенности разработчиков элементов на целесообразность перехода на троичную систему.

КОММЕНТАРИИ К СТАТЬЕ II

1. М.О. Птицын

Редакция не располагает сведениями о времени написания «Письма в редакцию ...».

Система счисления, предложенная в письме, называется сокращенной троичной. Она была применена в отечественной ЭВМ «Сетунь», выпускавшейся в 50-х годах. Помимо указанных А.Д. Сахаровым преимуществ перед двоичной системой, можно отметить следующие:

- 1) нет необходимости в специальном знаковом разряде,
- 2) простое правило округления числа до k верных трехзначных знаков – надо просто отбросить все младшие разряды, начиная с $k + 1$. Подробнее смотри: Н.Н. Лозинский, А.Т. Макушкин, В.Я. Розенберг, В.Р. Эрглис, *Справочник программиста*, т.1, Л.: Судостроение, 1963, с.422–447.

* Письмо в редакцию «Журнала вычислительной математики и математической физики».

III. ЛЮБИТЕЛЬСКИЕ И УЧЕБНЫЕ ЗАДАЧИ А.Д. САХАРОВА

Любительские задачи

Звездочкой отмечены задачи, к которым ниже даны решения или комментарии. Задачи 1–12 приводятся по сборнику Coll, с.283–286.

1*. Облачко разреженного газа с уравнением состояния $p \sim \rho T$ находится в поле излучения в температурном равновесии с излучением, пробег излучения много больше размера облачка, температура излучения – функция времени. Найти автомодельное решение разлета.

Ответ: $\rho \sim e^{-r^2/r_0^2}/r_0^3$, r_0 – функция времени.

2*. Струя вязкой жидкости вытекает из круглого отверстия r_0 и растягивается под действием силы тяжести. Найти форму струи на расстоянии l от отверстия ($l \gg r_0$). Поверхностным натяжением и инерцией пренебрегаем.

Ответ: $r \sim l^{-1}$.

3. На плоской границе двух прозрачных сред находится поглощающий свет пигмент. В момент $t = 0$ на границу падает пучок света, ограниченный в виде кружочка. Найти закон возрастания температуры в центре кружочка.

Ответ: Точное решение находим интегрированием гриновской функции уравнения теплопроводности. В начальный период решение аппроксимируется решением одномерной задачи и $\Delta T \sim \sqrt{t}$, распределение по координате автомодельно и описывается гипергеометрической функцией, являющейся решением Пуассона с начальным распределением температуры

$$T = \begin{cases} \frac{2j}{k}|x| & \text{для } x \leq 0 \\ 0 & \text{для } x \geq 0, \end{cases}$$

где j – заданный тепловой поток в точке $x = 0$, k – коэффициент теплопроводности (это предельное решение, конечно, хорошо известно).

4. Найти силу электростатического притяжения двух выпуклых проводящих тел, минимальное расстояние Δ между которыми много меньше радиусов кривизны, например, двух цилиндров радиуса $R \gg \Delta$, оси которых расположены под углом α . Задана разность потенциалов между телами V .

Ответ: $f = V^2 R / (4\Delta \sin \alpha)$.

Задача возникла у автора в связи с аналогичной проблемой теории магнетизма. Автор во время работы на заводе в годы второй мировой войны предложил простой

способ определения толщины немагнитных покрытий пуль в геометрии, аналогичной той, для которой решена электростатическая задача. В те же годы – 1943 – автор предложил магнитный прибор для обнаружения непрокаленной сердцевины бронбойных сердечников. Это предложение ликвидировало необходимость выборочного контроля большого числа сердечников при помощи излома. Авторское свидетельство на изобретение – 1944 год.

5*. При рубке капусты сечкой получают многоугольники с разным числом вершин и разного размера и формы. Определить среднее число вершин \bar{n} и отношение квадрата среднего периметра \bar{L} к средней площади \bar{S} .

Ответ: $\bar{n} = 4$, $\bar{L}^2/\bar{S} = 4\pi$ (т.е. как у круга, что на первый взгляд удивительно).

Задача возникла как результат того, что я рубил капусту, помогая жене делать пироги.

6*. Дано N точек на плоскости. Каждая точка соединяется цветной линией с каждой из остальных $N - 1$ точек, используется p цветов. Найти функцию $L(n, p)$, такую, что:

1. При $N > L(n, p)$ и при любом выборе цветов для $N(N - 1)/2$ линий найдется по крайней мере n точек таких, что все $n(n - 1)/2$ соединяющих их линий одного цвета;
2. При $N < L(n, p)$ можно так выбрать цвета линий, что никакие n точек не соединены линиями одного цвета.

Задача решена лишь частично. По-видимому, $L(3, p) = [ep!]$. Для этого случая доказана теорема 1 и на примере $p = 2$, $p = 3$ подтверждена теорема 2. Для $n > 3$ найдено $L' > L$ такое, что при $N > L'$ выполняется теорема 1.

7*. В круглый сосуд, стоящий на столе, налита жидкость. На поверхность жидкости чернилами нанесено несколько пятен. Сосуд поворачивается рукой на некоторый угол ϕ , закон нарастания и убывания угловой скорости произволен в пределах, обеспечивающих ламинарное течение концентрических слоев. Требуется доказать, что после остановки движения жидкости восстанавливается конфигурация пятен, повернутая на угол ϕ .

Найдено два решения задачи, одно из них принадлежит автору, другое – Е.И. Забабахину. Мое решение основано на использовании интеграла Фурье. Преобразуем по Фурье функцию $\chi(t, r) = \dot{\phi}(t, r)$;

$$\bar{\chi}(\epsilon, r) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int e^{i\epsilon t} \chi(t, r) dt$$

не зависит от r при $\epsilon \rightarrow 0$. Отсюда $\Delta\phi$ не зависит от r .

8*. Сформулированы два семейства теорем, относящихся к теории чисел:

1) Последовательности

$$a_n = n! + 1, \quad a_n = [n \cdot \ln \ln n]! + 1$$

и так далее (здесь $[]$ означает целую часть) содержат бесконечное число простых чисел, так как ряд $\sum 1/\ln a_n$ расходится.

2) Последовательности

$$b_n = (n^2)! + 1, \quad b_n = [n(\ln n)^\alpha]! + 1, \quad \alpha > 0,$$

и т.д., для которых $\sum 1/\ln b_n$ сходятся, содержат конечное число простых чисел.

Дать оценку числа простых чисел $S(n)$, содержащихся в первых n членах последовательности $n! + 1$.

А.Д. Сахаров (В-1, часть II, гл.29, с.799):

При эвристическом рассмотрении этой задачи (и ее вариантов и обобщений) я использовал полуинтуитивное понятие вероятности того, что некоторое число является простым числом; необходимо также учесть, что число вида $a_n = n! + 1$ безусловно не делится ни на одно простое число, меньшее чем n . Этот ход рассуждений далек, конечно, от требований математической строгости. Я не знаю, известно ли более строгое рассмотрение проблемы.

9. На основании тождества

$$\sqrt{\frac{a_0^2 - 1}{b_0^2}} = \lim \frac{a_n}{b_n}, \quad a_n = 2a_{n-1}^2 - 1, \quad b_n = 2a_{n-1}b_{n-1},$$

построены быстро сходящийся алгоритм вычисления корней квадратных из всех целых и рациональных чисел и алгоритм вычисления членов ряда Фибоначчи f_{2n}, f_{2n+1} , если известны члены f_n, f_{n+1} без вычисления всех промежуточных членов.

10. Придуманы простые приближенные построения для задачи трисекции угла ψ . Простейшее из них. Строится равнобедренный треугольник с углом ψ при вершине A и с основанием a . От вершины B откладывается отрезок

$$BE = \frac{1}{3} \left(1 - \sqrt{\frac{2}{3}} \right) a \approx \frac{11}{180} a$$

и отрезок $ED = a/3$. Угол $\angle EAD \approx \psi/3$.

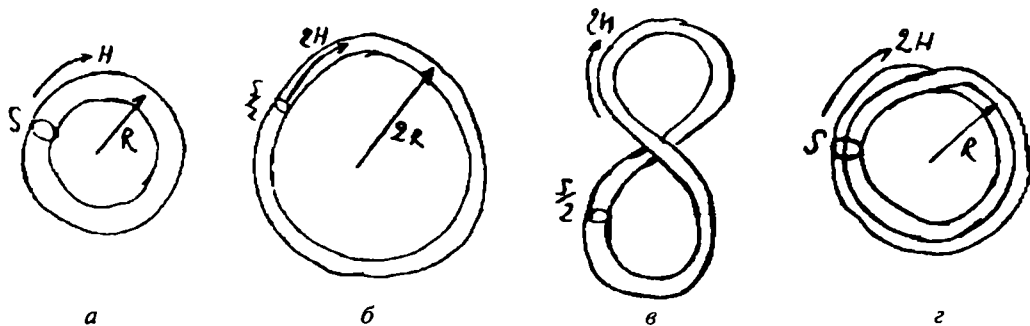


Рис. 1. Рисунки А.Д. Сахарова, Coll, с.287

11*. Предложен простой пример гидродинамического движения, приводящего к эффекту «магнито-гидродинамического динамо». В несжимаемой проводящей среде рассматривается замкнутый тороид с «вмороженным» магнитным полем H , большой радиус R , сечение тороида S , магнитный поток HS (рис. 1а). Тороид растягивается вдвое

$$R \rightarrow 2R, \quad S \rightarrow \frac{1}{2}S, \quad H \rightarrow 2H.$$

Энергия поля $H^2SR/4$ увеличивается в четыре раза (рис. 1б). Затем тороид перекручивается в виде восьмерки с сохранением сечения и длины шнура (рис. 1в). Потом восьмерка складывается пополам в тороид первоначальных размеров, но с вдвое большим полем (рис. 1з). Весь процесс повторяется неограниченное число раз.

12. Большой плоский кусок льда с начальной температурой $T_0 < 0$ С погружен в воду с температурой $T = 0$ С. Найти закон роста толщины льда (одномерная задача).

Ответ: Распределение температуры дается решением Пуассона со следующим начальным распределением:

$$T = \begin{cases} T_0 < 0 & \text{для } x < 0, \\ T_1 > 0 \quad T_1 < |T_0| & \text{для } x > 0. \end{cases}$$

Толщина ледяного нароста равна $\Delta = \alpha t^{1/2}$. Коэффициент α и параметр T_1 определяются из системы уравнений (используя автомодельность задачи, время исключается из этой системы):

$$\begin{aligned} T(\Delta) &= 0, \\ K \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{\Delta} &= Q \frac{d\Delta}{dt}. \end{aligned}$$

Здесь $K = Ca$ – теплопроводность, C – теплоемкость, a – температурная проводимость, Q – скрытая теплота плавления. Для $|T_0| \ll Q/C$ в первом приближении

берем $T_1 = |T_0|$. Затем из второго уравнения находим $\alpha = 2|T_0|a^{1/2}C/Q\pi^{1/2}$, после чего из первого уравнения находим разницу $|T_0| - T_1 \sim T_0^2$.

Я решил эту задачу в 1943 году, когда работал на заводе. Стимулом было чтение одной книги по металлургии. Задача является абстрактной версией более сложных тепловых процессов при фазовых превращениях стали. По-видимому, это было началом моей работы как физика-теоретика. Она никогда не публиковалась и нигде не докладывалась.

Задачи 13, 14 приведены в книге (В-1, часть II, гл. 29, стр 790).

13*. Рассмотрим последовательность Фибоначчи с законом построения $a_{n+1} = a_n + a_{n-1}$ и начальными членами $a_1 = a_2 = 1$. Доказать, что среди чисел a_n есть кратные любого целого числа m . Показать, что при изменении начальных чисел a_1, a_2 это утверждение не обязательно справедливо.

14*. Двое играют в «бой яиц». Перед ними стоит корзина с яйцами. Они наугад берут по яйцу и ударяют их носами. Разбитое яйцо выбрасывается и побежденный берет новое, а победитель раунда сохраняет свое яйцо для следующего раунда (предполагается, что победившее яйцо сохранило свою прочность и что исход каждого раунда зависит только от относительного качества яиц). Спрашивается: какова вероятность победы в $n + 1$ раунде после победы в n предыдущих?

Ответ: $1 - 1/(n + 2)$.

15*. Задача о калошах (*восстановлена И.Ф. Гинзбургом*).

По словам людей, работавших с А.Д. Сахаровым, он любил задачи, которые можно было поставить на основе простых жизненных наблюдений. Вот одна из них.

А.Д. имел обыкновение пользоваться калошами. В пятидесятые годы он жил на два дома, регулярно летая из Москвы на объект (на котором он тогда работал), и у него было три пары калош. Направляясь на самолет, А.Д. надевал калоши в двух случаях – если шел дождь или если в пункте назначения калош не было. Через некоторое время он обнаружил, что вероятность посадки в самолет в калошах W составляет 20%. Какова вероятность дождя p ?

Черная кошка перебегает дорогу человеку

На плоскости расположены черная кошка и человек. Человек может перемещаться со скоростью 1, а кошка – со скоростью $1 + \epsilon$ ($\epsilon > 0$). Сможет ли кошка двигаться так, чтобы через некоторое время «окружить» человека, иными словами, сможет ли она замкнуть свою траекторию таким образом, чтобы человек оказался внутри куска плоскости, ограниченного этой замкнутой траекторией кошки? Человек суверен, и ни в коем случае не желает пересекать траекторию кошки. Однако кошка может по своему желанию пересекать как след человека, так и собственный след. Оказывается, при таких условиях «окружить» человека кошке удастся. Докажем это.

Будем считать исходную плоскость комплексной плоскостью, а человека и кошку – точками на ней, изображающими в каждый момент времени два комплексных числа. Комплексное число, изображающее кошку, будем изображать через Z_k , а комплексное число, изображающее человека, – через Z_q (Z_k и Z_q в каждый момент времени разные, т.е. являются функциями от времени). Предположим еще, что в начальный момент времени кошка находилась в точке O .

Кошка "окружает" человека в три этапа следующим образом. Пусть $\frac{Z_k}{Z_q} = W$ – комплексное число. Сначала (I этап) кошка бежит по прямой до тех пор, пока модуль W не станет равным $|W| = 1 + \varepsilon/2$ (рис. 1).

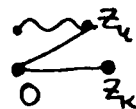


Рис.1.

На втором этапе кошка движется некоторым специальным способом, но так, чтобы все время было $|W| = 1 + \varepsilon/2$.

Если бы кошка захотела, чтобы W при этом всегда являлось бы константой, то ей достаточно было бы двигаться со скоростью $1 + \varepsilon/2$. Поэтому у нее остается избыток скорости $\varepsilon/2$, который она может направить на изменение аргумента W . Ясно, что за время t кошка пробежит расстояние, не большее $t(1 + \varepsilon)$, поэтому $|Z_k| \leq t(1 + \varepsilon)$. Следовательно, она может обеспечить скорость изменения $\arg W$ не менее чем

$$\frac{\varepsilon/2}{|Z_k|} \geq \frac{\varepsilon/2}{t(1 + \varepsilon)}.$$

Поскольку $\int_C^\infty dt/t = \infty$, изменение аргумента W может быть сделано сколь угодно большим. Поэтому на втором этапе кошка увеличивает $\arg W$ с максимально возможной скоростью. Второй этап заканчивается, когда $\arg W$ становится равным нулю (рис. 2).

Наконец на третьем этапе кошка движется так, что $|Z_k|$ не возрастает, $|W| \leq 1 + \varepsilon/2$ и $\arg Z_k$ возрастает со скоростью, ограниченной снизу некоторой константой (т.е. скорость возрастания $\geq \text{const}$).

Ясно, что при этом человек не сможет убежать, и через некоторое конечное время путь кошки замкнется требуемым в условии задачи способом (рис. 3).

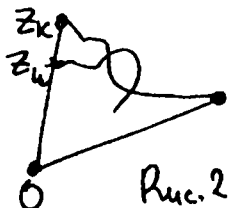


Рис.2

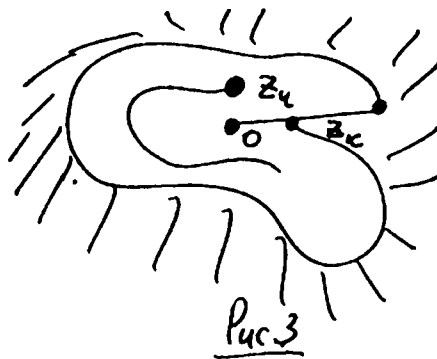


Рис.3

Решения и комментарии к любительским задачам

Решение задачи 1 (М.П. Скоробогатов)

Облачко диффундирует в поле излучения, и его плотность изменяется согласно уравнению диффузии

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = D \Delta \rho.$$

Коэффициент диффузии D зависит от температуры, и, если последняя меняется со временем, удобно ввести вместо времени переменную τ

$$\tau(t) = \int_0^t dt D(T(t)).$$

Тогда уравнение диффузии переходит в

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} = \Delta \rho,$$

которое имеет сферически симметричное решение

$$\rho \sim \tau^{-3/2} e^{-r^2/4\tau},$$

совпадающее с решением А.Д., если обозначить $\tau_0^2 = 4\tau$.

Решение задачи 2. (М.П. Скоробогатов)

Уравнение Навье – Стокса для стационарного движения вязкой жидкости гласит

$$(\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \Delta \mathbf{v}.$$

Рассматривая движение на расстоянии l от отверстия, где жидкость не успевает набрать достаточно большую скорость, и считая кинематическую вязкость ν значительной, можно опустить левую часть этого уравнения, т.к. она мала по сравнению с $\nu \Delta \mathbf{v}$:

$$\frac{v^2}{l} \ll \frac{\nu v}{l^2} \quad \text{или} \quad \frac{vl}{\nu} \equiv R \ll 1.$$

Учитывая аксиальную симметрию задачи и пренебрегая изменением скорости вдоль сечения,

$$\frac{\partial v_z}{\partial r} \ll \frac{\partial v_z}{\partial z},$$

уравнение Навье – Стокса можно свести к

$$\nu \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} = g,$$

т.к. $p = \rho g l$. Тогда $v_z \sim l^2$. Из уравнения непрерывности $\pi r^2(l)v_z(l) = \text{const}$ следует, что $r \sim l^{-1}$.

Решение задачи 5 (Н.Б. Васильев, А.М. Леонтович)

Рассмотрим вместо плоскости сферу радиуса R . Тогда прямая линия – большая окружность длины $2\pi R$; многоугольники – это части, на которые разбивают сферу случайно выбранные K окружностей. Каждые две окружности пересекаются дважды, тем самым каждая из них разбита $K - 1$ другими на $2K - 2$ части (предположено, что нет тройных и более точек пересечения). Таким образом, общее число отрезков дуг $K(2K - 2) \approx 2K^2$ (при $K \rightarrow \infty$), т.е. общее число сторон $N \approx 4K^2$ (каждый отрезок учитывается дважды). Число клеток (многоугольников) $M = 2 + 2 + 4 + 6 + \dots + (2K - 2) = 2 + K(K - 1) \approx K^2$ (при добавлении K -го круга число клеток увеличивается на $2K - 2$). Отсюда $N/M = \bar{n} = 4$. Средний периметр одного многоугольника

$$\bar{L} = (2 \cdot 2\pi R \cdot K) / M \approx 4\pi R / K;$$

средняя площадь

$$\bar{S} = 4\pi R^2 / M \approx 4\pi R^2 / K^2.$$

Отсюда $\bar{L}^2 / \bar{S} = 4\pi$, в соответствии с результатом А.Д. Сахарова.

Известно, что для любого четырехугольника $L^2/S \geq 16$ (равенство для квадрата). «Парадокс» полученного ответа ($4\pi < 16$) связан с тем, что «среднее отношений» $(1/M) \sum_i L_i^2 / S_i$ не должно быть равно вычисленному выше «отношению средних» $(1/M) (\sum_i L_i^2) / \sum_i S_i$; в данном случае первое будет больше.

Примечание редакции. Остается открытым вопрос, в какой мере ответ 4π зависит от принятого допущения замены плоскости на сферу, т.е. от топологии задачи «в большом». И связанный с ним вопрос при рассмотрении задачи на плоскости: «Зависит ли и как отношение L^2/S для микроскопического «предельного» многоугольника от формы (границы) начального «капустного листа»?».

К задаче 6. Редакционный комментарий в сборнике Coll, с.284.

В конечной (и бесконечной) комбинаторике утверждение 1 называется теоремой Рамсея. Число $L(n, p)$ соответственно называется числом Рамсея, его определение – одна из трудных проблем комбинаторики. См., например,

М. Hall, “A Survey of Combinatorial Analysis”, New York: John Wiley & Sons, 1958;
R.L. Graham, “Rudiments of Ramsey Theory”, AMS, No. 45 (1981).

Решение задачи 7 (G.K. Batchelor, А.Б. Ходулев)

Пусть угловая скорость жидкости на расстоянии r в момент t есть $\omega(r, t)$. В силу аксиальной симметрии уравнение Навье – Стокса для единственной ненулевой компоненты скорости $v_\phi = \omega r$ сводится к

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} = \frac{\nu}{r^3} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^3 \frac{\partial \omega}{\partial r} \right),$$

где ν – кинематическая вязкость, см. Ландау и Лифшиц, *Гидродинамика*, М.: Наука, 1986, ф-ла (15.18). Введем угловое смещение

$$\Gamma(r) = \int_0^T \omega(r, t) dt.$$

Интегрируя уравнение Навье – Стокса по t от 0 до T , получаем

$$\omega(r, t) \Big|_0^T = \frac{\nu}{r^3} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^3 \frac{\partial \Gamma}{\partial r} \right).$$

Если $\omega = 0$ при $t = 0$ и $t = T$, то

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(r^3 \frac{\partial \Gamma}{\partial r} \right) = 0, \quad r^3 \frac{\partial \Gamma}{\partial r} = \text{const.}$$

Последнее соотношение верно для всех r , в том числе $r = 0$; поэтому $\text{const} = 0$, откуда для $r \neq 0$ получаем $d\Gamma/dr = 0$, т.е. $\Gamma(r)$ не зависит от r .

Комментарий к задаче 8 (В.И. Арнольд)

Сколько я знаю, «теоремы» А.Д. не доказаны. Но они на физическом уровне строгости «вытекают» из «хаотичности» распределения простых чисел в натуральном ряду и из следующего хорошо известного факта теории вероятностей:

Лемма 1. Пусть независимые события $1, 2, \dots$ имеют вероятности p_1, p_2, \dots . Тогда вероятность того, что произойдет бесконечное число из этих событий, равна 1, если ряд $p_1 + p_2 + \dots$ расходится, и равна 0, если этот ряд сходится.

Доказательство леммы 1. Обозначим вероятность того, что ни одно из событий не произойдет, через $p = (1 - p_1)(1 - p_2) \dots$. Тогда вероятность того, что произойдет одно i -е событие, равна pr_i , где $r_i = p_i/(1 - p_i)$. Вероятность того, что произойдут в точности события с номерами i, \dots, j , равна $pr_i \dots r_j$.

Если ряд расходится, то $p = 0$, и вероятность того, что произойдет в точности данная конечная комбинация событий, равна 0 для любой комбинации. Поэтому и суммарная вероятность того, что произойдет лишь конечное число событий, равна 0.

Если же ряд сходится, то вероятность того, что произойдет лишь конечное число событий, равна

$$p(1 + \sum r_i + \sum r_i r_j + \dots) = p(1 + r_1)(1 + r_2) \dots = 1,$$

поскольку $1 + r_i = 1/(1 - p_i)$. Лемма доказана.

Применим, ничтоже сумняшеся, лемму 1 к «событиям» $\{n! + 1 - \text{простое число}\}$, $n = 1, 2, \dots$. «Вероятностью» p_n каждого такого события будем считать долю простых чисел на отрезке натурального ряда от 1 до $N = n! + 1$ (отношение числа простых чисел, меньших N , к N).

Лемма 2. Ряд из чисел p_n расходится.

Доказательство леммы 2. Средняя плотность распределения простых чисел на отрезке от 1 до N убывает с N обратно пропорционально $\ln N$ по теореме Адамара: $p_n \sim 1/\ln N$. Но $\ln(n! + 1) \sim n \ln n$ по формуле Стирлинга, а ряд $\sum 1/(n \ln n)$ расходится. Поэтому расходится и ряд из p_n . Лемма 2 доказана.

Считая простоту чисел $n!+1$ и $k!+1$ независимыми событиями с вероятностями p_n и p_k (что бы все это ни означало) и применяя (незаконно) лемму 1, получим, что «вероятность» того, что множество простых чисел вида $n! + 1$ бесконечно, равна 1, так как ряд из p_n расходится по лемме 2.

Это «физическое», т.е. не имеющее точно определенного смысла, рассуждение убеждает всякого разумного человека (только не математика), что последовательность $n! + 1$ действительно содержит бесконечное множество простых чисел.

Для последовательности $n^{2!}+1$ ряд из $p_n \sim 1/\ln(n^{2!}+1) \sim 1/(n^2 \ln n^2)$ сходится. Поэтому «вероятность» бесконечности множества простых чисел вида $n^{2!}+1$ равна нулю (что бы эта бессмысленная с точки зрения математика «вероятность» ни означала). Разумный человек заключает, что множество простых чисел вида $n^{2!}+1$ конечно.

Примечание редакции Утверждение «последовательность a_n содержит бесконечное число простых чисел, если ряд $\sum 1/\ln a_n$ расходится,» а также обратное ему следует понимать лишь в «среднем», вероятностном смысле: каждый раз берется наудачу число из некоторой окрестности a_n (а не в точности число a_n), причем ширина этой окрестности по порядку не превосходит a . Иначе для каждого из этих тезисов легко найти частные опровергающие примеры. Например, ряд $a_n = 2^n$ содержит лишь одно простое число (при $n = 1$), в то время как $\sum 1/\ln a_n$ расходится. И обратно: пусть b_n – наименьшее простое число из множества простых чисел, превышающих, скажем, 2^{n^2} и отличное от $b_1, b_2 \dots b_{n-1}$. Такое простое число найдется для каждого n , поскольку множество простых чисел бесконечно. Таким образом, мы имеем бесконечную последовательность простых чисел, для которой $\sum 1/\ln b_n < \infty$.

Комментарий к задаче 11 (В.И. Арнольд)

По-видимому, впервые эта конструкция описана С.И. Вайнштейном и Я.Б. Зельдовичем в УФН, том 106, вып. 3, с. 431–457, 1972 г. См. также книги С.И. Вайнштейна, Я.Б. Зельдовича и А.А. Румзайкина «Турбулентное динамо в астрофизике», М., Наука, 1980 и Я.Б. Зельдовича, А.А. Румзайкина и Д.Д. Соколова «Magnetic Fields in Astrophysics», Gordon and Beach, 1983.

Нужно также отметить внешне сходный механизм, предложенный Альфвенем в 1950 году, но на самом деле не эквивалентный предложенному. Подробное обсуждение разницы см. – «Избранные труды» Я.Б. Зельдовича («Химическая физика и гидродинамика», М., Наука, 1984, с. 44–45).

В математике близкая к приведенной А.Д. и Я.Б. конструкция (в сжимаемой среде) ранее рассматривалась для других целей в теории динамических

систем при построении «странных аттракторов» – так называемых «соленоидов Ван-Данцига» (в тридцатые годы). Строгого математического обоснования предложенной конструкции (для несжимаемой среды) до сих пор нет (хотя большинство специалистов в нее верит). С математической точки зрения речь идет о построении сохраняющего объемы диффеоморфизма (гладкого с обратным отображением) ограниченной области трехмерного пространства на себя, увеличивающего энергию замороженного магнитного поля так, что энергия растет со временем экспоненциально при построении отображения

$$g(E(g_*^n V) \geq \lambda^n E(V), \lambda > 1).$$

Вмороженность означает, что векторы поля как бы нарисованы на частицах среды и растягиваются с частицами; энергия – это интеграл квадрата длины вектора поля по всей области.

Предложенное А.Д. отображение переводит часть границы области внутрь и диффеоморфизмом не является, на границе оно даже не гладкое. При модификациях отображения можно добиться гладкости, но при этом растянутая трубка, сложенная вдвое, отображается не точно на себя, а лишь почти на себя – часть ее вылезает за пределы старой трубки. Из-за этого удастся доказать экспоненциальный рост поля при итерациях не во всем объеме трубки, а лишь для отдельных магнитных линий, образующих множество меры ноль. Доказать экспоненциальный рост энергии при итерации таких отображений пока никому не удавалось – это вызов математикам.

Комментарий к задаче 13 (Т. Борцова)

Эта задача является частью более общей теоремы, гласящей, что при одинаковых двух начальных числах ряда Фибоначчи всегда найдется член ряда, кратный заданному числу m . См. Н.Н. Воробьев, «Числа Фибоначчи», М., Наука, 1984, с. 39–41 (серия «Популярные лекции по математике»).

Решение задачи 14 (Л.В. Разумов)

Обозначим искомую вероятность победы яйца в $(n + 1)$ столкновении при успешных предыдущих n испытаниях через $P_n(A)$; соответствующая вероятность проигрыша $P_n(\bar{A}) = 1 - P_n(A)$. Если яйцо, победившее в n испытаниях, в $(n + 1)$ -ом проиграло, то его «соперник» тем самым оказался прочнее и всех предыдущих n яиц, побежденных «неудачником» $(n + 1)$ -го испытания, а вероятность этой победы «соперника» есть $P_0(A) \cdot P_1(A) \times \dots \times P_n(A)$. Это произведение следует приравнять вероятности проигрыша первого яйца $P_n(\bar{A}) = 1 - P_n(A)$. Решая полученное рекуррентное соотношение с начальным условием $P_0(A) = 1/2$, получим $P_n(A) = (n + 1)/(n + 2) = 1 - 1/(n + 2)$. Этот ответ представляется очевидным, если допустить, что априорная вероятность победы «соперника» в $(n + 1)$ испытании $1/(n + 2)$ не меняется при испытаниях, в которых он сам участия не принимает. Но этот тезис, по-видимому, нуждается в обосновании, которое и приведено выше.

Решение задачи 15 (И.Ф. Гинзбург)

Пусть А.Д. находится в пункте 1. Обозначим через a_1, a_2 и a_3 вероятности того, что здесь имеется 1, 2 или 3 пары калош соответственно ($a_1 + a_2 + a_3 = 1$). После перелета в пункт 2 соответствующие вероятности должны «переместиться» в пункт 2. Отсюда получаем уравнения:

$$\begin{aligned} a_1 &= a_3 + a_2(1 - p), \\ a_2 &= a_2p + a_1(1 - p), \\ a_3 &= a_1p. \end{aligned}$$

Их решение, совместное с условием $a_1 + a_2 + a_3 = 1$, есть:

$$a_1 = a_2 = \frac{1}{p + 2}; \quad a_3 = \frac{p}{p + 2}.$$

В то же время вероятность посадки в самолет в калошах

$$W = a_1p + a_2p + a_3 = \frac{3p}{p + 2}.$$

При $W = 0,2$ из последнего соотношения найдем $p = 1/7$.

Примечание. Если мы откажемся от равенства вероятностей в пунктах 1 и 2 и потребуем только, чтобы вероятности совпадали после возвращения в пункт 1, мы получим тот же ответ.

Учебные задачи*

– задачи, добавленные А.Д. Сахаровым в 12-ое издание «Сборника задач по физике» Дмитрия Ивановича Сахарова (Учебное пособие для студентов пед. ин-тов, М.: Просвещение, изд. 12-ое, 1973).

Указаны названия параграфов и сохранена нумерация задач и рисунков первоисточника. Знаки \circ , Δ , \square обозначают обычную, повышенную и высокую степени трудности соответствующей задачи.

Из §3 «Законы движения. Работа, мощность, энергия»

\square 3.46. На путях стоит цистерна с водой. Внизу цистерны расположена вертикальная трубка, смещенная к одной из пар колес (см. рис.). Как будет двигаться цистерна при сливании воды через трубку (трением пренебречь)?

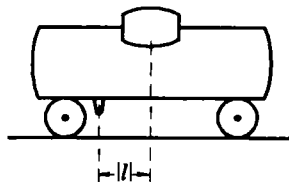
Ответ: Цистерна первоначально движется вправо, т.к. вода в цистерне перетекает влево, и суммарный импульс воды в цистерне и цистерны должен быть равен нулю. Вытекающая вода уносит при этом импульс, направленный вправо. Поэтому цистерна приобретает скорость, направленную влево. Эта скорость остается у нее к моменту, когда вся вода вытечет, и уже больше не меняется.

* Помимо учебных задач А.Д. Сахаров написал четыре новые главы при переиздании учебника: Д.И. Сахаров и М.Н. Блудов, *Физика для техникумов*, М.: Наука, 1967.

Этот качественный ответ можно обосновать вычислениями. Обозначим массу цистерны M_0 , скорость ее движения v_0 . Пусть масса воды в цистерне $M(t)$, средняя скорость движения воды в цистерне относительно цистерны v . Смещение трубки относительно центра тяжести равно l ($l < 0$).

Можно предположить, что

$$v = -\frac{l}{M} \frac{dM}{dt}.$$



Закон сохранения импульса имеет вид:

$$M_0 \frac{dv_0}{dt} + \frac{d}{dt} [M(v_0 + v)] - v_0 \frac{dM}{dt} = 0.$$

Отсюда

$$v_0 = l \int_0^t \frac{dt}{M + M_0} \frac{d^2 M}{dt^2};$$

v_0 меняется так, как описано выше. В частности, так как $\int_0^\infty dt \frac{d^2 M}{dt^2} = 0$ и

$\frac{1}{M + M_0}$ монотонно возрастает,

$$\frac{v_0(\infty)}{l} > 0.$$

Из §4 «Динамика вращательного движения»

△ 4.22. Указать, какие моменты сил и силы действуют в следующих случаях:

- Колесо вагона поезда во время ускорения поезда увеличивает свою скорость.
- Шарик замедленно катится по горизонтальной плоскости.

Ответ: а) Момент силы F_1 сцепления колеса с рельсом относительно оси колеса $M_1 = F_1 r$ и момент трения качения в точке касания $M_2 = kPr$. При ускоренном движении колеса первый из этих моментов возрастает на величину $a r I$, где a – линейное ускорение, I – момент инерции колеса:

$$M_1 = \frac{aI}{r} + kPr, \quad F_1 = -\frac{aI}{r^2} - kP.$$

Сила, приложенная к оси, равна: $F_0 = -F_1 + ma$, где m – масса колеса,

$$F_0 = ma + \frac{aI}{r^2} + kP.$$

б) Те же моменты; так как $F_0 = 0$, то $a = -\frac{kP}{m + I/\tau^2}$.

Δ 4.50. Найти ускорение, с которым движется (замедленно) обруч, катящийся по инерции по горизонтальной поверхности с трением качения $k = 0,01$.

Ответ: $a = -\frac{kP}{m + I/\tau^2}$. См. ответ задачи 4.22.

Δ 4.51. Груз весом $P = 10^4$ Н перемещается равномерно на катках (вес которых $\ll P$). Коэффициент трения катков о пол $k_1 = 0,01$, о груз $k_2 = 0,02$. Найти внешнюю силу, приложенную к грузу.

Ответ: $F = P(k_1 + k_2)/2 = 150$ Н.

Из §5 «Закон всемирного тяготения»

\square 5.19. Метеорит, имеющий на большом расстоянии от Земли относительную скорость v км/с, попадает на Землю, если его «прицельный параметр» ρ (расстояние асимптоты орбиты от центра Земли) меньше критического значения, $\rho < \rho_k$. Определить величину эффективного сечения захвата метеорита Землей $\sigma = \pi \rho_k^2$.

Ответ: По закону сохранения углового импульса (момента импульса)

$$v \rho_k = v_R R,$$

где R – радиус Земли, v_R – скорость метеорита вблизи поверхности Земли.

Из закона сохранения энергии следует:

$$v_R^2 = v_0^2 + v^2,$$

где $v_0 = 11$ км/с – вторая космическая скорость.

Отсюда

$$\sigma = \pi R^2 \left(1 + \frac{v_0^2}{v^2} \right) = 5\pi R^2.$$

\square 5.20. Показать, что задача о движении трех тел, притягивающихся по закону Ньютона (массы m_1, m_2, m_3 которых сравнимы по величине и могут быть различными), имеет частное решение, при котором тела вращаются вокруг общего центра тяжести, образуя равносторонний треугольник (решение Лагранжа).

Ответ: $\omega^2 = \gamma(m_1 + m_2 + m_3)/a^3$.

Из §8 «Динамика колебательного движения. Маятник»

\square 8.36. Определить период колебаний маятника, угол отклонения которого равен 90° .

Указание. Использовать закон сохранения энергии для определения скорости движения в каждой точке траектории, интеграл вычислить приближенно.

Ответ:

$$T = 4 \sqrt{\frac{l}{g}} \int_0^{\pi/2} \frac{d\alpha}{\sqrt{2 \cos \alpha}} = 4 \sqrt{\frac{l}{g}} \int_0^1 \frac{du}{\sqrt{2(u - u^3)}}.$$

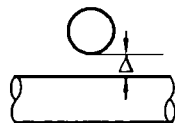
Заменяя приближенно $2(u - u^3)$ на $3(u - u^2)$ (коэффициент выбран так, что

$$\int_0^1 2(u - u^3) du = \int_0^1 3(u - u^2) du),$$

имеем $T \approx \frac{4\pi}{\sqrt{3}} \sqrt{\frac{l}{g}}$, т.е. на 15% больше периода малых колебаний.

Из §22 «Проводник в электрическом поле»

□ 22.12. Оси двух длинных металлических цилиндров образуют прямой угол (см. рис.). Расстояние между поверхностями цилиндров в точке наименьшего расстояния $\Delta = 0,1$ см. Радиусы цилиндров $R_1 = R_2 = R = 5$ см. Между цилиндрами поддерживается разность потенциалов $U = 300$ В. Определить силу взаимного притяжения цилиндров.



Указание. Использовать условие $\Delta \ll R$.

Ответ: Расстояние между противоположными точками цилиндров вблизи точки наименьшего расстояния ($x = y = 0$) равно

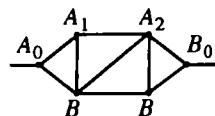
$$l = \Delta + \frac{x^2 + y^2}{2R},$$

электрическое поле $E = U/l$, поверхностная плотность силы $f = E^2/8\pi$ (использована система СГС). Сила взаимодействия притяжения цилиндров

$$F = 2\pi \int_0^{\infty} r f dr = \frac{U^2}{4} \int_0^{\infty} \frac{r dr}{l^2} = \frac{U^2 R}{4\Delta} = 12,5 \text{ дин.}$$

Из §26 «Разветвленные цепи»

△ 26.26. Определить сопротивление разветвленной цепи, изображенной на рисунке. Сопротивление каждого стержня равно 1 Ом.



Ответ: Используем симметрию задачи. Обозначим потенциалы точек A_0, A_1, A_2 через a_0, a_1, a_2 и соответственно b_0, b_1, b_2 . Если $a_0 = -b_0$, то $a_1 = -b_1$ и $a_2 = -b_2$. Составляем два уравнения баланса токов в точках A_1 и A_2 для определения двух неизвестных величин a_1 и a_2 , полагая $a_0 = -b_0 = a/2$. Находим суммарный ток $(11/15)a$, т.е. сопротивление равно $15/11$ Ом.

Из §31 «Магнетизм»

△ 31.53. Какая сила действует на витки длинной круглой катушки, если они намотаны под углом 45° к образующей цилиндра?

Ответ: Сила равна нулю.

Из §41 «Законы излучения»

□ 41.23. В длинной ($L = 100$ м) вращающейся печи диаметром $D = 1$ м поддерживается температура 1200 К на холодном конце трубы и 1300 К на горячем. Определить поток тепла вдоль оси, обусловленный лучистым теплообменом. Стенки считать «черными». Допустимо ограничиться приближенной оценкой ($\pm 50\%$ точности).

Ответ: Тепловой поток, проходящий сквозь какое-либо сечение, обусловлен разностью тепловых излучений от точек трубы, расположенных справа и слева от него на расстояниях порядка радиуса трубы. Поэтому этот поток можно оценить по следующей формуле:

$$Q = \sigma \pi R^2 (T_1^4 - T_2^4),$$

где

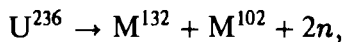
$$T_1 - T_2 = 2R \frac{dT}{dL}, \quad Q = 8T^3 \frac{dT}{dL} \pi R^3 \sigma.$$

Подставляя $T = 1250^\circ$ К, $dT/dL = 1$ К/м, имеем: $Q = 360$ Вт.

Точный ответ, получение которого требует интегрирования, отличается от найденного нами множителем $4/3$.

Из §42 «Внутриядерные явления и теория относительности»

○ 42.15. Найти энергию распада



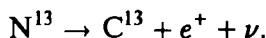
если энергия связи на 1 нуклон составляет $6,5$ МэВ для U и $7,5$ МэВ в середине периодической системы (цифры условные).

Ответ: $7,5 \cdot 234 - 6,5 \cdot 236 = 221$ МэВ.

○ 42.16. Определить дозу облучения при поглощении энергии γ -излучения Co^{60} (энергию кванта принять $1,3$ МэВ) в объеме, содержащем $M = 70$ кг вещества. Время облучения $t = 1$ сут, активность поглощенного излучения $A = 100$ мКи (милликюри).

Ответ: $\frac{AEt}{M} = 0,6$ Дж/кг = 60 рад.

□ 42.17. Найти энергию распада для реакции



Указание. Энергии ядерного взаимодействия в этих ядрах считаются одинаковыми. Все изменение энергии связи обусловлено разностью энергий кулоновского взаимодействия.

Ответ:

$$\Delta E = \frac{3e^2}{5k} [Z_1(Z_1 - 1) - Z_2(Z_2 - 1)] - \Delta E_1 = 1,2 \text{ МэВ.}$$

○ 42.18. Определить среднее время жизни нейтрона в газе ВН_3 . Давление атмосферное. Содержание изотопа В^{10} в природной смеси изотопов $q = 18,7 \%$. Сечение поглощения нейтрона $\sigma = A/v$, где $A = 2 \cdot 10^{-25} \text{ м}^3 \cdot \text{с}^{-1}$. Среднее время жизни свободного нейтрона $\tau_n = 10^3 \text{ с}$.

Ответ:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_n} + AqN; \quad \tau = 5 \cdot 10^2 \text{ с.}$$

○ 42.19. Критическая масса сплава, содержащего U_{92}^{235} , при температуре 15°С составляет 150 кг (рассматривается шар, помещенный в большом удалении от стенок комнаты). Линейный коэффициент расширения сплава равен $\alpha = 1,7 \cdot 10^{-5} \text{ }^\circ\text{С}^{-1}$. Найти, чему равна критическая масса при 25°С .

Ответ: Условие критичности есть $R/l = \text{const}$, где R – радиус шара, l – пробег нейтрона, обратно пропорциональный плотности, т.е. $R \sim \frac{1}{\rho}$. Учитывая, что

$$R \sim \frac{M^{1/3}}{\rho^{1/3}}, \text{ имеем } M \sim \frac{1}{\rho^2}, \text{ или}$$

$$M \sim 1 + 6\alpha\delta t; \quad M_{25} = 150, 15 \text{ кг.}$$

○ 42.20. Импульсный реактор для генерации замедленных нейтронов деления состоит из двух деталей из Pu^{239} , общая масса которых составляет $M = 8 \text{ кг}$. Эти детали приводят в сближение, обеспечивающее надкритическое состояние. Цепная реакция прекращается из-за теплового расширения, когда температура Pu^{239} повысится (в среднем по объему) на $\Delta t = 50^\circ\text{С}$. Сколько нейтронов выдает реактор за импульс? Теплоемкость Pu^{239} принять $c = 10^2 \text{ Дж/кг}\cdot^\circ\text{С}$. Кинетическую энергию осколков деления принять равной $E = 170 \text{ МэВ}$, среднее число нейтронов деления $\nu = 3$.

Ответ:

$$N = \frac{cM\Delta t}{E}(\nu - 1) = 3 \cdot 10^{15}.$$

△ 42.21. Два самолета, летящие на одной высоте с равной скоростью v_0 , одновременно вылетают из точки, расположенной на экваторе, и облетают Землю по

экватору в противоположных направлениях – с востока на запад и с запада на восток. На борту самолетов установлены сверхточные атомные часы. Чему равно изменение разности показаний часов к концу полета?

Ответ: Скорости самолетов относительно инерциальной системы отсчета, связанной со звездами, равны

$$v = V \pm v_0,$$

где V – линейная скорость вращения Земли ($V = \frac{L}{T}$, $T = 8,64 \cdot 10^4$ с, L – длина экватора).

Релятивистский эффект отставания часов по отношению к инерциальной системе равен

$$\frac{v^2}{2c^2} t,$$

где $t = L/v_0$ – время облета.

Разность релятивистских эффектов для двух самолетов равна

$$\frac{2Vv_0}{c^2} t = \frac{2L^2}{c^2 T} = 3,36 \cdot 10^{-7} \text{ с.}$$

□ 42.22. Найти конечную скорость такой ракеты, у которой скорость истечения газа из сопла равна c . Начальная масса M_0 , конечная M_1 . Начальная скорость равна нулю.

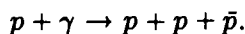
Ответ: Закон сохранения энергии в системе отсчета, в которой в начальный момент времени ракета покоилась

$$M_0 = \frac{M_1}{\sqrt{1-v^2}} + p; \quad p = \frac{M_1 v}{\sqrt{1-v^2}}.$$

Отсюда

$$v = \frac{M_0^2 - M_1^2}{M_0^2 + M_1^2}.$$

□ 42.23. Фотон с энергией E поглощается покоящимся протоном с образованием пары протон – антипротон по реакции



Найти порог этой реакции.

Ответ: Рассмотрим инвариант $(\sum E)^2 - (\sum p)^2 = \text{inv}$. В конечном состоянии находим минимальное значение этого инварианта, используя систему отсчета, где $\sum p = 0$ (система центра масс). Имеем $\text{inv} = 9M^2$.

В начальной системе имеем уравнение:

$$(E + M)^2 - E^2 = 2EM + M^2 = \text{inv}.$$

Отсюда минимальное значение: $E = 4M = 3,6$ ГэВ.

БИБЛИОГРАФИЯ

НАУЧНЫЕ, НАУЧНО-ПОПУЛЯРНЫЕ РАБОТЫ А.Д. САХАРОВА, А ТАКЖЕ НЕКОТОРЫЕ ЕГО СТАТЬИ И ВЫСТУПЛЕНИЯ ПО ЭНЕРГЕТИКЕ И ЭКОЛОГИИ

1946 год

1. *Об электрическом пробое в ионном кристалле.* – В кн. *Рефераты научно-исследовательских работ за 1945 г.* Отделение физ.-мат. наук (АН СССР), М.-Л.: АН СССР, 1946, с.15.

1947 год

2. *К теории ядерных переходов типа 0-0.* – Диссертация (рукопись, хранится в Архиве А.Д. Сахарова в Москве), ФИАН 1947.
3. *Генерация жесткой компоненты космических лучей.* – ЖЭТФ 17, 686–697 (1947).
4. *Получение нейтронов малой энергии фильтрацией через графит.* (Реферат). – УФН 32 (1), 136–137 (1947).

1948 год

5. *Температура возбуждения в плазме газового разряда.* – Изв. АН СССР, сер. физ. 12 (4), 372–375 (1948).
6. *Взаимодействие электрона и позитрона при рождении пар.* – ЖЭТФ 18 (7), 631–635 (1948).
7. *Пассивные мезоны.* – Отчет (рукопись, хранится в Архиве А.Д. Сахарова в Москве), ФИАН 1948.
8. *Влияние рассеяния на интенсивность пучка в синхротроне.* – Отчет (рукопись, хранится в Архиве А.Д. Сахарова в Москве), ФИАН 1948.

1949 год

9. *Наблюдение космического излучения с помощью фотопластинок, чувствительных к электронам.* (Реферат). – УФН 38 (3), 452–454 (1949).

1950–1951 годы

10. Отчеты о магнитном термоядерном реакторе. (Совместно с И. Е. Таммом).
11. Отчет. Предложен термоядерный бридер.

Работы [10,11] доложены И. В. Курчатовым в Харуэлле в 1956 г. и опубликованы в трудах Первой Женевской конференции по мирному использованию ядерной энергии.

1957 год

12. *О реакциях, вызываемых μ -мезонами в водороде* (совместно с Я.Б. Зельдовичем). – ЖЭТФ 32 (4), 947–949 (1957).

1958 год

13. *Теория магнитного термоядерного реактора (часть II)*. – В кн. *Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций*, том.1 М.: изд-во АН СССР, 1958, с.20–30.
14. *Радиоактивный углерод ядерных взрывов и непороговые биологические эффекты*. – Атомная энергия 4 (6), 576–580 (1958).
(См. также в кн. *Советские ученые об опасности испытаний ядерного оружия*. – М.: Атомиздат, 1959, с.36–44.
15. *О радиационной опасности ядерных испытаний*. – *Советский Союз сегодня* (на немецком, английском, французском, испанском языках); на японском языке: Коннити Сорэмно No.7, 12–13 (1958).

1960 год

16. *Radioactive Carbon in Nuclear Explosions and Nonthreshold biological effects*. – *Soviet scientists on the danger of nuclear tests*. Ed. A.V. Lebedinsky. – М.: Foreign Lang. Publ. House, 1960, p.39–49.
17. Доклад: *Возможность осуществления управляемой термоядерной реакции с помощью лазера*. (Не опубликовано, см. комментарий Н.А. Попова к статье 3 этой книги.)

1964 год

18. *Экспериментальное исследование устойчивости ударных волн и механических свойств вещества при высоких давлениях и температурах* (совместно с Р.М. Зайдель, В.Н. Минеевым и Л.Г. Олейник). – ДАН СССР 159 (5), 1019–1022 (1964).

1965 год

19. *Магнитная кумуляция*. (Совместно с Р.З. Людаевым, Е.Н. Смирновым, Ю.И. Плющевым, А.И. Павловским, В.К. Чернышевым, Е.А. Феоктистовой, Е.И. Жариновым, Ю.А. Зысиным). – ДАН СССР *1*, 65–68 (1965).
20. *Начальная стадия расширения Вселенной и возникновение неоднородности распределения вещества*. – ЖЭТФ *49* (1), 345–358 (1965).

1966 год

21. *Взрываемагнитные генераторы*. – УФН *88*, (4), 725–734 (1966).
22. *Кварковая структура и массы сильновзаимодействующих частиц* (совместно с Я.Б. Зельдовичем). – Ядерная физика *4* (2), 395–406 (1966).
23. *О максимальной температуре теплового излучения*. – Письма в ЖЭТФ *3* (11), 439–441 (1966).
24. *Самая высокая температура*. – Природа, *11*, 108 (1966).
25. *Рекорды магнитных полей*. – Известия №102 (29 апреля 1966).
26. *Наука будущего, (некоторые прогнозы о перспективах развития науки)*. – Футурологическая статья в сб. *Будущее науки* под ред. В.А. Кириллина (сборник в продажу не поступал). Издание ГКНТ с грифом «для служебного пользования», тираж 120 экз., с.42–51.

1967 год

27. *Нарушение CP -инвариантности. C -асимметрия и барионная асимметрия Вселенной*. – Письма ЖЭТФ *5* (1), 32–35 (1967).
28. *Кварк-мюонные токи и нарушение CP -инвариантности*. – Письма в ЖЭТФ *5* (1), 36–39 (1967).
29. *Теория магнитного термоядерного реактора* (перепечатка статьи 13). – УФН *93* (3), 564–571 (1967).
30. *Вакуумные квантовые флуктуации в искривленном пространстве и теория гравитации*. – Препринт Института прикладной математики АН СССР, М., 1967.
31. *Вакуумные квантовые флуктуации в искривленном пространстве и теория гравитации*. – ДАН СССР *177* (1), 70–71 (1967).
32. *Симметрия Вселенной*. – Научная мысль (Вестн. АПН) вып. 1, 13–31 (1967).
33. *Mass Formula for Mesons and Baryons in the quark model* (совместно с Я.Б. Зельдовичем). – Acta Phys. Hung. *22*, (1-4), 153–157 (1967).

1968 год

34. *Симметрия Вселенной*. – В кн. *Будущее науки*. Международный ежегодник под ред. В.А. Кириллина, вып. 2, М.: Знание, 1968, 74–96. (Опубл. в переводе на немецкий в журнале *Ideen des exakten Wissens* No. 11, 15–27 (1968).)
35. Предисловие в кн.: Вл. Карцев. *Трактат о притяжении или История Геркулесова камня-магнита от Синдбада-Морехода до термоядерных электростанций, содержащая любопытные факты, разъяснения, рассуждения и многочисленные иллюстрации*. – М.: Советская Россия, 1968, III–IV.
36. *Существует ли элементарная длина?* – Физика в школе, №2, 6–15 (1968).

1969 год

37. *Антикварки во Вселенной*. – В кн.: *Проблемы теоретической физики*. Сборник, посвященный Н.Н. Боголюбову в связи с его 60-летием. М.: Наука, 1969, с.35–44.
(См. также: Сообщения ОИЯИ 32-4267, 1969, Лаборатория нейтронной физики.)

1970 год

38. *Многолистная модель Вселенной*. – В кн.: И.Я. Новиков и А.Д. Сахаров *Релятивистский коллапс и топологическая структура Вселенной*. Препринт №7. – М.: Институт прикладной математики АН СССР, 1970, с.17–28.
39. Доклад в ФИАНе по теме *Теория нулевого лагранжиана гравитационного поля*. (см. А.Д. Сахаров, Collection; рукопись хранится в Архиве А.Д. Сахарова в Москве.)

1972 год

40. *Топологическая структура элементарных зарядов и CPT-симметрия*. – В кн. посвященной памяти И. Е. Тамма: *Проблемы теоретической физики*. – М.: Наука, 1972, с.242–247.
41. *Земля и Вселенная*. – Анкета СЕТИ, 1972 (4), с.61.

1974 год

42. *О скалярно-тензорной теории гравитации* – Письма ЖЭТФ 20, (3), 189–191 (1974).
43. *Мир через полвека*. – Saturday Rev., 1974;
Тревога и надежда. – М.: Интер-Версо, 1990, с.73–85.

1975 год

44. *Спектральная плотность собственных значений волнового уравнения и поляризация вакуума.* – ТМФ 23 (2), 178–190 (1975).
45. *Массовая формула для мезонов и барионов с учетом шарма.* – Письма ЖЭТФ 21 (9), 554–557 (1975).

1978 год

46. *Ядерная энергетика и свобода Запада.* – Нью-Йорк: Хроника-пресс, 1977. *Nuclear Energy and the Freedom of the West.* – The Bulletin of Atomic Scientists, June 1978, p. 12–14.
(*Ядерная энергетика и свобода Запада.* – Тревога и надежда, М.: Интер-Версо, 1990, с. 68.)

1979 год

47. *Барионная асимметрия Вселенной.* – ЖЭТФ 76 (4), 1172–1181 (1979).
48. Рецензия на книгу Ф. Дайсона *Тревожа Вселенную* (F. Dyson, *Disturbing the Universe.* – Harper & Row). – Вашингтон Пост, 23 сент. 1979.

1980 год

49. *Массовая формула для мезонов и барионов.* – ЖЭТФ 78, (6), 2112–2115 (1980).
50. *Оценка постоянной взаимодействия кварков с глюонным полем.* – ЖЭТФ 79 (2), 350–353 (1980).
51. *Космологические модели Вселенной с поворотом стрелы времени.* – ЖЭТФ 79, (3) 689–693 (1980).

1982 год

52. *Многолистные модели Вселенной.* – ЖЭТФ 82 (4), 1233–1240 (1982).

1984 год

53. *Космологические переходы с изменением сигнатуры метрики.* – ЖЭТФ 87 (2), 375–383 (1984).

1986 год

54. *Испарение черных мини-дыр и физика высоких энергий.* – Письма ЖЭТФ 44 (6), 295–298 (1986).

1988 год

55. *Барионная асимметрия Вселенной*. – Обзорный доклад на конференции, посвященной 100-летию А.А. Фридмана, Ленинград, 22–26 июня 1988. (Опубликовано в Proceedings of the Friedmann Centenary Conference, Leningrad, USSR, June 22–26, 1988. Ed.: M.A. Markov, V.A. Berezin, and V.F. Mukhanov. Singapore – New Jersey – London – Hong Kong.: Word Scientific, p.65–80).
56. Послесловие к статье Я.Б. Зельдовича *Возможно ли образование Вселенной «из ничего»?* – Природа №4, 26, (1988).
57. *Мы не вправе держать людей в страхе*. – Ленинская смена (Горький) №211 (30 октября 1988).
58. Выступление на Общем собрании АН СССР по экологии, 28 декабря 1988 г. Вестник АН СССР №5, 116 (1989).

1989 год

59. *Космофизика – междисциплинарная проблема*. – Вестник АН СССР №4, 39 (1990).

Научное издание

Сахаров Андрей Дмитриевич

НАУЧНЫЕ ТРУДЫ

Редактор *М.Н. Андреева*

Технический редактор *Т.В. Калинина*

Корректор *Г.С. Козеева*

Компьютерная верстка *В.В. Завьялов*

*Издание книги финансировалось
Российским Фондом
фундаментальных исследований*

*Подготовка оригинал-макета финансировалась
Физическим институтом им. П.Н. Лебедева
Российской Академии наук*

Компьютерный набор. Подписано в печать 14.07.95. Формат
70 × 100 / 16. Гарнитура Таймс. Печать офсетная. Усл.печ.л. 42,57.
Усл.кр.-отг. 38,7. Уч.изд.л. 46,4. Тираж 1000. Заказ №476

АОЗТ «Издательство ЦентрКом»
141700 Моск. обл., г. Долгопрудный, Институтский пер. 9

АО «Типография «Новости»
107005 Москва, ул. Фридриха Энгельса 46

Издательство ЦентрКом



A. Kazanov

A. Сахаров

АКАДЕМИК
А. Д. САХАРОВ

Научные труды

ЦЕНТРОМ
МОСКВА 1995