

Э. Ферми

ЛЕКЦИИ ПО АТОМНОЙ ФИЗИКЕ

ENRIKO FERMI

CONFERENZE
DI FISICA ATOMICA

ROMA, 1950

Э. ФЕРМИ

Лекции по атомной физике

Перевод с итальянского А. С. Компанейца

Научно-издательский центр
«Регулярная и хаотическая динамика»

2001

УДК 530.15

Интернет-магазин



<http://rcd.ru/shop>

Интересующие Вас книги, выпускаемые нашим издательством, дешевле и быстрее всего приобрести через наш интернет-магазин. Регистрация в магазине позволит вам

- подписаться на регулярную рассылку сообщений о книгах;
- самое быстрое приобретение новых книг до поступления их в магазин;
- индивидуальный подход к каждому заказчику.

Внимание! Зарубежных авторов (в т. ч. из стран СНГ) просим направлять свои заказы по адресу

subscribe@uni.udm.ru

Ферми Э.

Лекции по атомной физике. — Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2001, 144 стр.

Настоящая книга представляет собой обработку стенограмм лекций Э. Ферми, прочитанных им в 1949 году в Италии. В этих лекциях содержится общее описание элементарных частиц и монополя Дирака, теория бета-распада, обзор по истории развития нейтронной физики, основы квантовой электродинамики, теория ядерных орбит, рассматриваются вопросы о распространённости и происхождении элементов, о природе взаимодействия между электроном и нейтроном и многое другое.

Книга представляет значительный интерес для широкого круга читателей благодаря особому подходу к рассматриваемому материалу, выбору тематики и доступности изложения. В первую очередь она адресована физикам — научным сотрудникам, аспирантам, студентам.

ISBN 5-93972-037-4

© НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2001

<http://rcd.ru>

Содержание

От редакции	6
Лекция первая. Элементарные частицы (часть первая) . .	7
Лекция вторая. Элементарные частицы (часть вторая) . .	23
Лекция третья. Теории происхождения элементов	41
Лекция четвертая. Поиски притяжения между электроном и нейтроном	58
Лекция пятая. Ядерные орбиты	73
Лекция шестая. Новейшее развитие квантовой электроди- намики	87
Лекция седьмая. Нейтрон	102
Лекция восьмая. Оптические аналогии в свойствах нейтро- на	114
Лекция девятая. Монополь Дирака	131

ОТ РЕДАКЦИИ

Настоящая книга представляет собой обработку стенограмм лекций Э. Ферми, прочитанных им в 1949 г. в Италии. Ее перевод был выпущен в издательстве Иностранная литература в 1950 году. Он был сделан известным физиком Александром Соломоновичем Компанейцом. Эти лекции во многом представляют исторический интерес, но тем не менее являются прекрасным введением в атомную физику. Они позволяют проследить эволюцию взглядов на предмет со времени основания этой науки и несут отпечаток гения Э. Ферми.

Несомненно, эта книга вызовет большой интерес у широкого круга читателей — от студентов до специалистов.

ЛЕКЦИЯ ПЕРВАЯ

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ

(Часть первая)

(Редакция Шуты)

Что означает «элементарная частица»? Автор затрудняется ответить на этот вопрос; термин «элементарная» скорее относится к уровню наших знаний.

Если бы пятьдесят лет назад у химика или у физика спросили, можно ли рассматривать атом как элементарную частицу, то, вероятно, большинство ответило бы утвердительно, поскольку тогдашняя наука не знала строения атома и даже не предполагала, что атом имеет какое-либо строение.

Позднее, когда выяснилось, что строение атома сложно, понятие элементарности перенесли на ядра. Однако теперь мы знаем, что и ядра обладают сложным строением. Вообще можно сказать, что на каждом этапе развития науки мы называем элементарными те частицы, строения которых не знаем и которые рассматриваем как точечные.

Следует привести еще одно соображение общего порядка, относящееся к числу частиц. Если бы химик или физик, ничего не зная об атомной природе вещества, начал изучать химические явления и открыл первый атом, например атом железа, он мог бы предположить, что имеет дело с элементарной частицей. Но если после атома железа будет открыт атом другого вещества, например атом серы, потом кислорода и т. д. (разумеется, приведенная мною последовательность совершенно произвольна), то уверенность исследователя в элементарности атома уменьшится, поскольку наличие такого большого числа частиц противоречит самому понятию элементарности. Для элементарных частиц, известных в настоящее время, положение не отличается существенным образом от только что обрисованного.

Первой элементарной частицей, как известно, является электрон, открытый приблизительно пятьдесят лет назад. Потом был открыт протон; некоторое время были известны только эти две элементарные частицы. Затем открыли нейтрон, и элементарных частиц стало уже три.

В настоящее время можно считать хорошо установленным существование следующих элементарных частиц: электрон (обычно отрицательный, но существует и положительный), протон, нейтрон, π -мезон (два вида¹ — положительный и отрицательный), (μ -мезон (тоже двух видов — положительный и отрицательный), фотон.

Таким образом, всего насчитывается девять частиц, а это уже достаточно большое число, чтобы вызвать подозрение в элементарности хотя бы некоторых из них.

В настоящее время мы не имеем, однако, достаточных оснований (ни экспериментальных, ни теоретических), чтобы отбросить гипотезу об их элементарности, и приходится, по крайней мере временно, принять вышеприведенную схему.

Чтобы завершить список элементарных частиц, упомянем еще шесть, с той оговоркой, что их существование нельзя считать окончательно установленным. Существование каждой из них вероятно процентов на пятьдесят; примерно только три из них выдержат проверку будущих исследований.

К таким частицам относится нейтрино, который до сих пор экспериментально обнаружить не удалось. Его существование предположено теоретически, чтобы объяснить исчезновение известного количества энергии при некоторых процессах. Исчезновение энергии нарушало бы принцип сохранения энергии и импульса (вопреки традиционному убеждению, что истинность этих принципов бесспорна), если не постулировать, что рассматриваемая энергия не исчезает, а передается электрически нейтральной частице, вероятно, не имеющей массы покоя и исключительно трудно экспериментально наблюдаемой. В настоящее время, однако, ставятся опыты, которые, возможно, приведут к обнаружению нейтрино, если он действительно существует.

Далее, есть значительно более второстепенная частица, так называемый гравитон, являющийся квантом гравитационного поля. Эта частица, по всей вероятности, существует, если только наши представления о гравитации правильны. Во всяком случае, гравитон будет весьма трудно обнаружить непосредственно, потому что он почти так же ненаблюдаем, как и нейтрино.

¹Теперь можно считать установленным существование нейтрального π^0 -мезона, который за время, меньшее $5 \cdot 10^{-14}$ сек., распадается на два кванта. Кроме того, имеются веские указания на существование еще двух мезонов (так называемые V -мезон и τ -мезон). (*Прим. перев.*)

Я не буду подробно останавливаться на остальных четырех частицах. Замечу только, что их существование подсказывается либо не до конца разработанными теоретическими положениями, либо еще неполными и не вполне достоверными в настоящее время опытами.

Таким образом, считая, что три из дополнительно перечисленных частиц с достаточной вероятностью существуют, имеется примерно двенадцать элементарных частиц. Это — слишком большое число, чтобы можно было считать его окончательным.

Здесь следовало бы произвести такую систематизацию, которая позволила бы понять, почему одни из этих частиц наблюдаются в природе, а другие нет. Но в настоящее время это желание вряд ли осуществимо, так как никому не удалось достичь в этом направлении полного успеха. Поэтому мы не будем здесь обсуждать теоретические проблемы, связанные с этими частицами, а только опишем экспериментальные методы их изучения и условия их возникновения.

Методы наблюдения в большинстве своем известны уже давно, поэтому мы не будем разбирать их подробно. Всем известны счетчики Гейгера и Мюллера, применяемые для обнаружения ионизирующих частиц; камера Вильсона, в которой эти частицы оставляют на своем пути след, доступный фотографированию.

В последние годы развились новые методы. Один из них — фотографический метод, основанный на чрезвычайно простом принципе, но потребовавший весьма тонкой техники для своего осуществления. Ионизирующая частица, проходя в желатине фотопластинки, оставляет на ней тонкий черный след, для наблюдения которого требуется увеличение в 1000–2000 раз. Изучая эти следы, их геометрическое строение и плотность, можно делать выводы о природе частиц.

В самое последнее время развивается другой метод, который в принципе применялся уже в начале изучения радиоактивности, в частности Резерфордом и Кюри. Это так называемый метод сцинтилляций, основанный на том, что частица, падая на специальный экран, дает свечение, видимое в микроскоп. Раньше ученые проводили многие часы за микроскопом, занимаясь утомительным наблюдением и подсчетом числа этих сцинтилляций. Теперь же глаз заменен фотоэлектрическим счетчиком с электронным умножителем, так что трудная и недостоверная часть работы делается сейчас автоматически с большим выигрышем во времени и в точности.

На рис. 1 показана фотография трека быстрого электрона в камере Вильсона. След, произведенный этой частицей, представляет собой ряд капелек, ясно показывающих путь электрона большой энергии, прошедшего через камеру без всяких отклонений. На фотографии видны также ясно обозначенные следы медленных электронов; они сталкиваются с молекулами газа, в котором они движутся, и испытывают ряд отклонений, отчего и получается извилистый след. На фотографии также видно, что след быстрого электрона гораздо тоньше следов медленных электронов и, следовательно, состоит из меньшего числа капелек. Это происходит по той простой причине, что медленные электроны производят гораздо более интенсивную ионизацию, чем быстрые.

На рис. 2 показан след частицы из космических лучей (не электрона), испытавшей почти центральное столкновение с электроном, который был ею отброшен вперед и описал почти круговую траекторию. Такая траектория получилась потому, что, как и в большинстве опытов подобного рода, камера была помещена в магнитное поле. При количественном изучении этих отклонений можно во многих случаях вычислить скорость наблюдаемых частиц. Магнитное поле специально предназначено для создания таких отклонений.

На рис. 3 виден след положительного электрона, попавшего в камеру и прошедшего в ней слой вещества, в котором он потерял часть своей энергии. Это видно из того, что его траектория, слабо искривленная до прохождения вещества, сильно загибается после выхода из вещества. Проходя вещество, электрон потерял скорость, поскольку уменьшилась его энергия.

На рис. 4 показано образование трех пар (положительных и отрицательных электронов) под действием гамма-лучей. Гамма-лучи, невидимые при этих опытах, падают на вещество и порождают пары электронов, траектория которых ясно видна. В частности, заметно, что для каждой пары траектории отдельных частиц изогнуты в противоположные стороны, в соответствии с тем, что эти частицы несут противоположный заряд. На фотографии виден еще след, описывающий несколько кругов. Это — след довольно медленного положительного электрона, который, отклоняясь в приложенном магнитном поле, описывает круги довольно малого радиуса.

На рис. 5 показаны более сложные явления (так называемые ливни), наблюдаемые в космических лучах. Ливни — очень сложное явление, которое и в настоящее время не вполне понятно. Оно, в част-

ности, состоит в образовании положительных и отрицательных электронов. С технической точки зрения, интересно отметить, что эти две фотографии — фотографии одного и того же явления, снятого двумя аппаратами, поставленными под прямым углом друг к другу. При рассмотрении фотографии стереоскопическим способом можно воссоздать подлинную объемную картину явления.

На рис. 6 представлен другой ливень. Следует отметить, что фотография снята без магнитного поля, и поэтому следы получились прямыми. Мы приводим эту фотографию просто для того, чтобы показать, насколько наглядными можно сделать все указанные явления при помощи соответствующих методов.

На рис. 7 и 8 показано замечательное явление превращения одной элементарной частицы в другую (так называемого μ -мезона в электрон). Мезон некоторое время существует (живет) в газе камеры, но очень недолго; через одну или две миллионных доли секунды он самопроизвольно (спонтанно) превращается в другую частицу — в электрон.

На фотографиях рис. 7 и 8 виден след μ -мезона, который опознается по его характерным признакам, в частности, по большой плотности ионизации и по некоторой размытости следа, что указывает на многократные столкновения частицы с молекулами газа. В какой-то точке частица останавливается и в несколько миллионных долей секунды превращается в электрон, оставляющий более тонкий след.

Где рождаются элементарные частицы?

Мы не будем обсуждать электроны, которые настолько хорошо известны, что потеряли всякий характер новизны, а остановимся на более новых частицах, в частности на мезонах.

Обычно мезоны возникают в космических лучах. Попадая в верхние слои атмосферы, космические лучи сталкиваются с ядрами атомов воздуха или различных веществ, применяемых при наблюдениях, и вызывают распад последних, при котором среди других частиц возникают и мезоны.

На рис. 9 и 10 показаны фотографии явлений этого типа. Они сделаны с огромным увеличением (в 10 000–100 000 раз) и воспроизводят явления, происходящие внутри желатина особым образом приготовленной фотопластинки. Упомянутые взрывы имеют вид звезд с большим количеством лучей, каждый из которых представляет путь одной из частиц, возникших при распаде ядра.

На рис. 9 вертикально падающая частица сталкивается в определенной точке с ядром серебра, вызывая большой взрыв, при котором осколки ядра разлетаются в разные стороны. Некоторые из траекторий характерны для тяжелых частиц (очень резкие следы), другие — соответствуют частицам с большой скоростью и малым зарядом. Среди этих последних, вероятно, есть несколько мезонов.

На рис. 10 видна звезда, вызванная быстрой частицей. Здесь особенно интересен один луч, столь длинный, что его на репродукции пришлось разделить на две части и воспроизвести отдельно (вторую под первой). Это — траектория ядра бериллия, вылетевшего из более тяжелого ядра.

Опишем теперь подробнее исследования, приведшие к открытию мезона. (Отметим, что эта частица называется мезоном потому, что ее масса — промежуточная между более легким электроном и более тяжелым протоном; масса мезона примерно равна 300 электронным массам.)

Идея мезона была впервые высказана в 1935 г. физиком Юкавой по теоретическим соображениям. Он «изобрел» частицу, точнее, предложил теорию, в которой существование мезона принималось гипотетически, чтобы объяснить природу ядерных сил.

Мы не будем здесь подробно освещать эту теорию; отметим только наиболее интересные пункты. В частности, интересно показать, почему существование частицы с довольно значительной массой, как мезон, дает возможность объяснить силы с таким малым радиусом действия, как ядерные силы.

Обратимся прежде всего к электромагнитному полю. Если мы имеем две заряженные частицы *A* и *B* на некотором расстоянии друг от друга, то действующие на них электрические силы передаются полем. Можно сказать, что частица *A* создает вокруг себя электрическое поле, в котором находится частица *B*, подвергающаяся действию этого поля, и наоборот. Таким образом, поле является средой, передающей силы от одной частицы к другой.

Электрические силы имеют одну особенность: они являются дальнедействующими силами, которые распространяются на большие расстояния. Хотя они и затухают с расстоянием, но только пропорционально квадрату расстояния, т. е. по довольно медленному закону, так что даже далеко расположенные частицы взаимодействуют друг с другом. Иначе ведут себя ядерные силы. Природа их такова, что они могут действовать только в том случае, если обе частицы чрезвычайно близ-

ки друг к другу (под словами «чрезвычайно близко» подразумевается расстояние порядка 10^{-13} см, что в 100 000 раз меньше радиуса атома, порядок величины которого равен 10^{-8} см). Иными словами, ядерные силы являются короткодействующими. Однако характер их действия в общем аналогичен описанному выше, т.е. можно представить себе, что и столь короткодействующие силы также передаются полем, разумеется не электромагнитным, а другого типа, природу которого нам сейчас предстоит выяснить.

Подобно тому как электромагнитное поле имеет свои фотоны, являющиеся так называемыми квантами электромагнитной энергии, поле ядерных сил имеет свой аналог фотонов (поскольку это общее свойство всех полей), который мы назовем мезонами.

Что должно быть характерно для этих квантов, если принять во внимание, что ядерные силы имеют малый радиус действия? Юкава считает, что они должны обладать относительно большой массой. Причина понятна почти без формул, особенно для того, кто несколько знаком с методами квантовой механики. Возьмем две частицы — протон и нейтрон, находящиеся на некотором расстоянии между собой. Каждая из них окружена собственным полем, которое должно действовать на другую частицу. «Окружить себя полем» — значит испускать кванты; итак, частицы испускают мезоны. Но на это требуется энергия. Если мезон имеет массу M , то на создание одного мезона нужна энергия

$$E = Mc^2 \quad (c \text{ — скорость света}). \quad (1)$$

В квантовой механике можно в известном смысле принять, что энергия «отдается взаймы» при условии очень быстрого возврата. Практически, если отдается взаймы определенное количество энергии, например то, которое по соотношению Эйнштейна нужно для образования мезона и равно Mc^2 , то это может произойти только на период времени, порядок величины которого равен

$$t = \frac{h}{Mc^2} \quad (h \text{ — постоянная Планка}). \quad (2)$$

Из формулы (2) видно, что если взаймы отдается большая энергия, то срок займа чрезвычайно мал, поскольку энергия стоит в знаменателе. Формула (2) определяет время, в течение которого мезон может оставаться вне ядра в свободном состоянии. Далее, если предположить,

что скорость этого мезона является максимальной скоростью, с которой может двигаться частица, т.е. равна скорости света, то максимальное расстояние d , которое может пройти этот мезон до того, как он должен будет отдать взятую энергию, определяется произведением времени на максимальную скорость мезона, т.е. равно

$$d = \frac{h}{Mc}. \quad (3)$$

Таким образом, формула (3), если отвлечься от некоторых численных коэффициентов, выражает радиус действия ядерных сил. Чтобы представить себе теперь ядерные силы, нужно учесть, что расстояние d в формуле (3) должно быть порядка 10^{-13} (таков экспериментально установленный радиус действия ядерных сил), а так как и постоянная Планка, и скорость света — величины известные, отсюда можно определить массу мезона, по крайней мере порядок ее величины.

Юкава, который создал эту теорию и математически разработал ее достаточно подробно, пришел к заключению, что если в ней есть истина, по крайней мере с качественной точки зрения (он не был в этом уверен, ибо тогда, как и сейчас, эти явления не получили полного объяснения), то должны существовать некие частицы, масса которых, вычисленная главным образом на основании вышеприведенного рассуждения, должна быть примерно в 200 или 300 раз больше массы электрона.

Позже две группы физиков (группы Андерсона и Стефенсона), изучавших космические лучи, обнаружили на своих пластинках фотографии частиц, обладавших массой примерно в 200 раз больше электронной. Они решили, что это частицы Юкавы; однако впоследствии удалось установить, что это не так и что новооткрытые частицы не имеют с теми ничего общего. Первое ясное указание на то, что новые частицы не являются частицами Юкавы, было получено в специально поставленных опытах. Результаты этих опытов можно обобщить следующим образом: и положительный и отрицательный мезоны останавливаются в блоке вещества. Если это положительный мезон, то он не может попасть внутрь ядра, особенно если он неподвижный, вследствие электрического отталкивания и остается практически в свободном состоянии, а затем по прошествии времени порядка миллионной доли секунды распадается, выделяя электрон, как это видно на рис. 7 и 8. Если мезон отрицательный, то он притягивается ядрами атомов, среди которых он остановился, и очень скоро проникает в одно из них. Если бы этот мезон

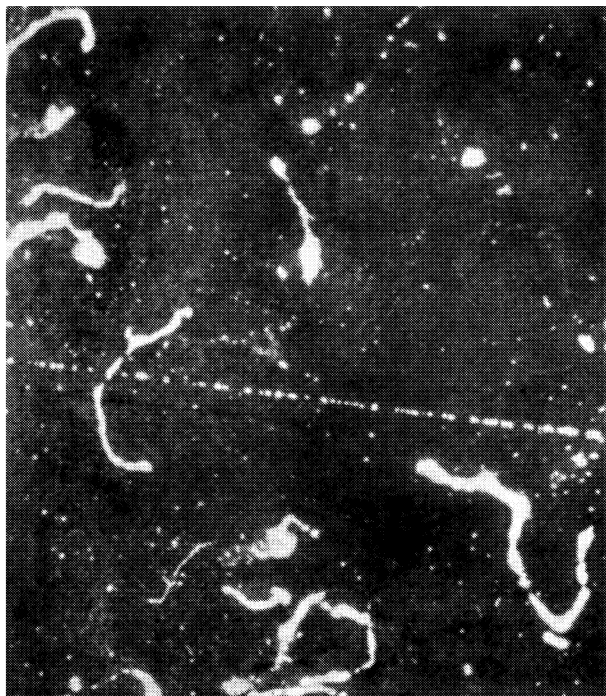


Рис. 1

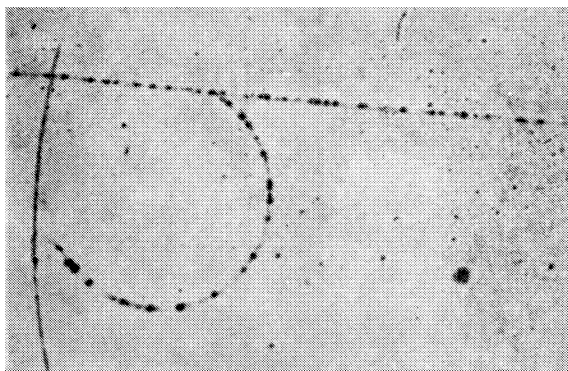


Рис. 2

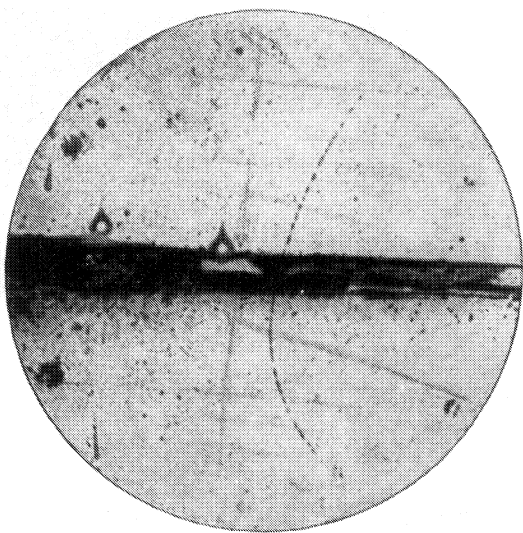


Рис. 3

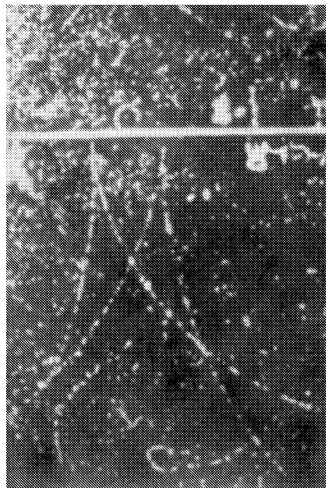
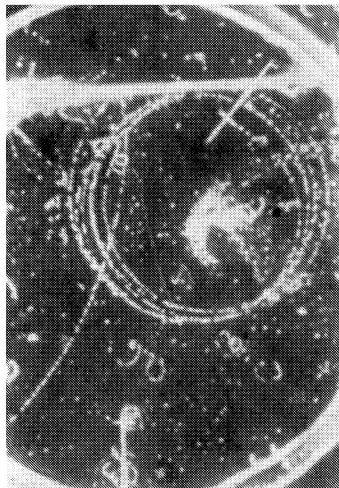


Рис. 4

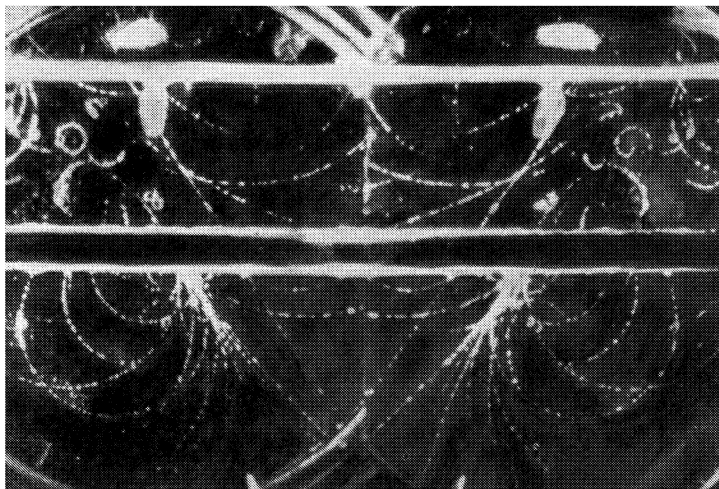


Рис. 5

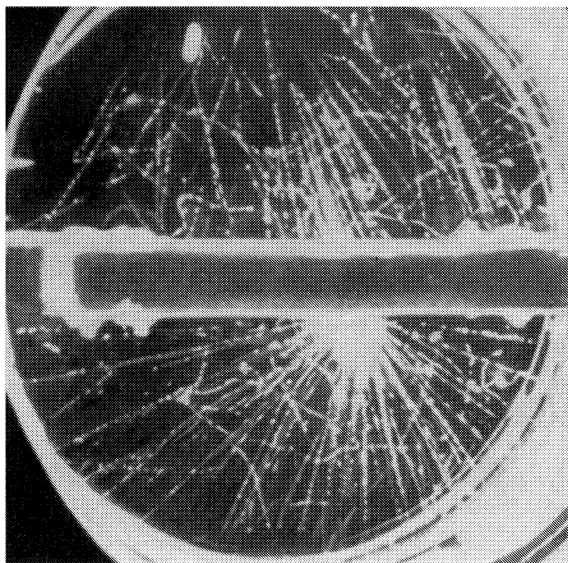


Рис. 6

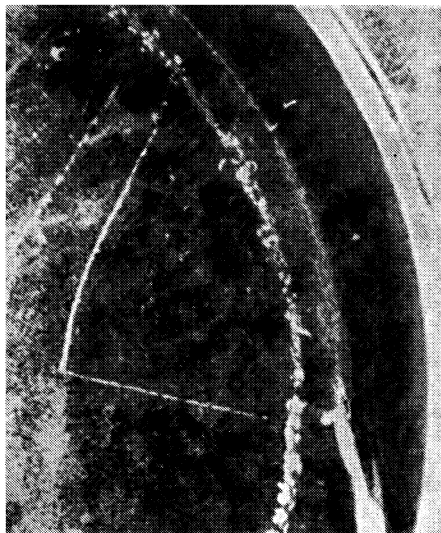


Рис. 7

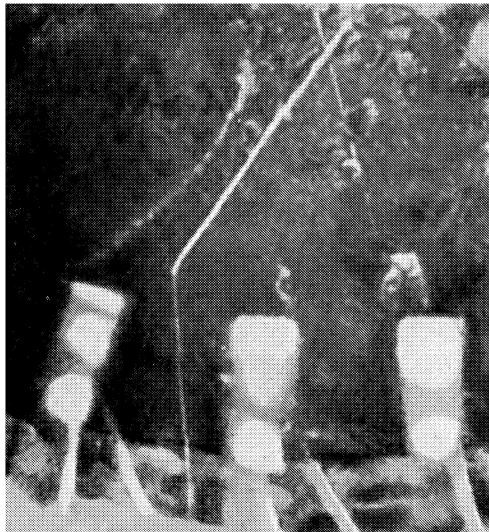


Рис. 8

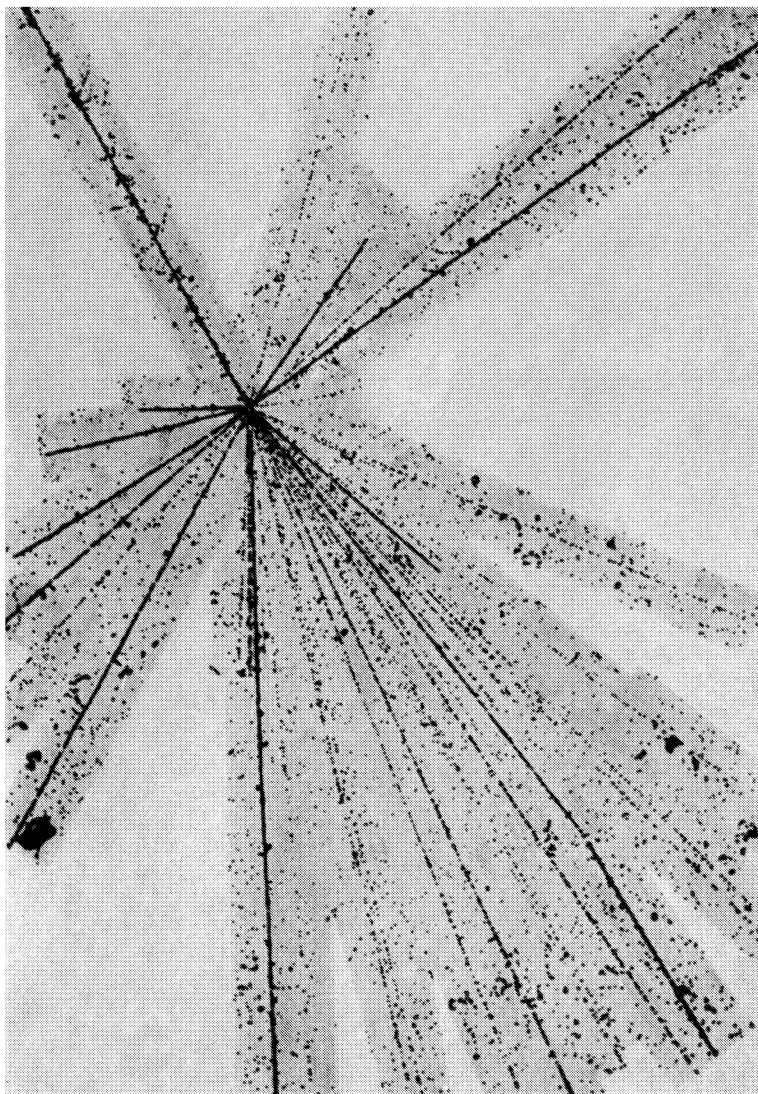


Рис. 9

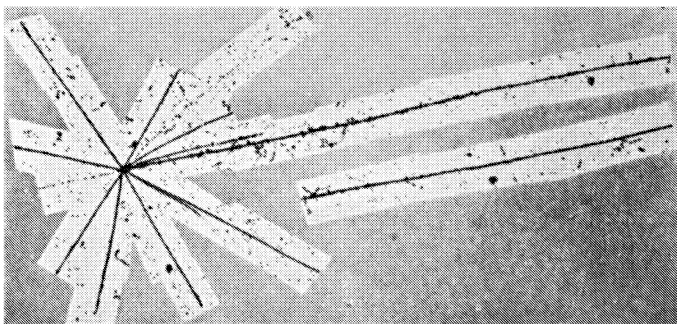


Рис. 10

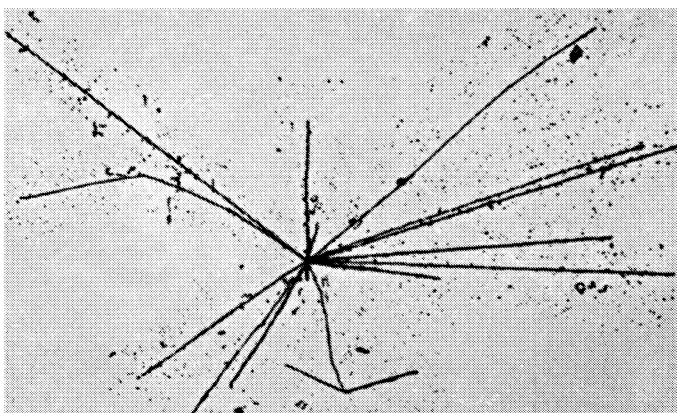


Рис. 11

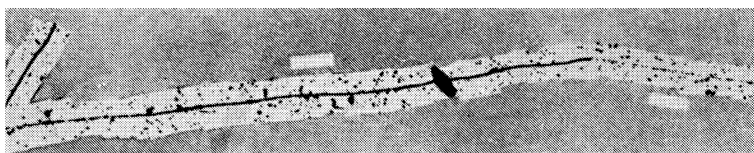


Рис. 12

был частицей Юкавы и действительно являлся квантом ядерных сил, то его взаимодействие с ядрами должно было быть настолько сильным, что он проникал бы за промежуток времени порядка 10^{-22} сек.

Однако упомянутые выше опыты показали, что мезон при некоторых обстоятельствах действительно исчезает, но только по истечении относительно большого промежутка времени, что свидетельствует о его слабом взаимодействии с ядром; этот промежуток примерно в 10^{12} раз больше времени, которого можно было бы ожидать для мезонов Юкавы. Имеется, следовательно, такое расхождение между теоретическим предположением и результатом опыта, которое явно не может проистекать из ошибок в деталях.

Тогда вся теория Юкавы была взята под сомнение (не только в ее частностях, но и в ее общих основах). Такое положение вещей продолжалось вплоть до того, как загадка была разрешена работами Поуэлла и Оккиалини, показавших, что существуют два вида мезонов: один с характерными свойствами мезона Юкавы и другой, часто наблюдаемый в космическом излучении.

Представленный на рис. 11 след на первый взгляд кажется совсем похожим на предыдущие; в действительности же он обладает интересными особенностями, а именно: при внимательном рассмотрении оказывается, что этот след обладает всеми характерными свойствами, присущими траекториям мезона. В точке, где находится рассматриваемая частица, последняя вызывает распад ядра, что указывает на сильное взаимодействие мезона с ядром. Исследование приводит к выводу, что эта частица соответствует частице теории Юкавы.

На рис. 12 слева виден след другого π -мезона, который, имея положительный заряд, не может проникнуть в ядро вследствие кулоновского отталкивания. В определенной точке он останавливается и распадается, порождая мезон другого типа, т. е. μ -мезон, который, пройдя некоторый (относительно большой) путь в желатине, останавливается и, в свою очередь, превращается в электрон (распадается с вылетом электрона).

Из изложенного выше следует, что все надежды на более или менее детальное изучение свойств атомного ядра (эти свойства мы знаем пока чисто эмпирически, но не в состоянии в настоящее время ни рассчитать, ни понять их в деталях) прямо связаны с изучением свойств π -мезона. Возможно, что его свойства будут близко сходны с теми, которые предсказываются теорией Юкавы, или, вернее, «теориями Юкавы», по-

сколько их существует несколько. В настоящий момент нет никакой возможности решить, какая из этих теорий верная (если предположить, что таковая действительно есть, поскольку мы еще недостаточно изучили природу описываемых ими явлений).

Коснемся дополнительно общей проблемы элементарных частиц, которые, как мы указывали, не имеют структуры или же обладают неизвестной нам структурой. На самом деле многие из них, оказывается, имеют структуру, так что исчезает всякое основание считать их элементарными. Так, например, в приведенной нами вначале схеме, согласно которой протон окружает себя полем и испускает мезоны, следует на самом деле говорить не о частице «протон», а скорее о точке с двумя частицами, которые иногда сближаются на очень малое (но не на бесконечно малое) расстояние. То же самое можно сказать и про другие частицы, более известные и привычные, например про электрон. Электрон окружен электромагнитным полем. Таким образом, физический электрон можно было бы представить как смесь точечного, идеализированного электрона и облака фотонов, которое его окружает и образует электромагнитное поле. Итак, те частицы, которые мы привыкли называть элементарными, на самом деле являются сложными. При попытках анализа этих сложных явлений мы сталкиваемся со значительными теоретическими трудностями.

Подводя итоги, можно констатировать, что, к сожалению, мы подошли к тому, что на сегодняшний день является пределом, границей наших познаний в области элементарных частиц. Разумеется, граница эта — подвижная, зыбкая; она, вероятно, обрисовывается более четко со временем, по мере получения в лабораториях новых экспериментальных данных, которые направят исследования физиков-теоретиков в более определенную область. Когда это произойдет, можно будет достичь большего прогресса в физике, ибо можно предположить, что разрешение этой проблемы повлечет за собой разрешение проблемы ядерных сил и позволит создать истинную теорию ядра на смену тому эмпиризму, который существует сейчас, когда мы фактически больше умеем, чем знаем в области ядерной физики.

Но естественно, что за пределами этой границы появятся новые, поскольку всякие новые открытия, расширяя сферу наших знаний, одновременно расширяют также и сферу еще неизведанного.

ЛЕКЦИЯ ВТОРАЯ
ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ
(Часть вторая)
(Редакция Медзетти)

Рассмотрим свойства элементарных частиц. Частично они известны, частично еще не изучены. Вероятно, что последних больше, чем первых. Однако налицо ряд определенных явлений, которые или изучены, или предугадываются и которые позволяют путем математического анализа приступить к построению теории свойств элементарных частиц. Необходимо подчеркнуть слово «приступить», поскольку мы чрезвычайно далеки от завершения задачи построения теории.

Самая известная особенность частиц, наблюдаемая при экспериментальном их изучении, состоит в том, что в ряде случаев они превращаются одни в другие, а в других случаях — внезапно появляются частицы, которые до этого были ненаблюдаемы. Это — не абсолютно новое явление в квантовой физике. Впервые оно выявилось наиболее ясно в явлении испускания света. В классической физике это явление рассматривается как постепенное испускание волн, вызванное тем, что электроны, если можно так выразиться, колеблют электромагнитное поле. Но с точки зрения квантовой физики испускание света происходит «квантами»: в определенный момент атом испускает квант; однако ни в коем случае нельзя сказать (и математический анализ этого явления также никак не указывает этого), что квант существовал в атоме заранее и в какой-то момент вылетел из него. Напротив, нужно думать, что квант образуется в тот самый момент, когда происходит квантовый переход между двумя энергетическими уровнями атома и испускается свет.

Явление испускания света можно схематически выразить уравнением, которое может служить прототипом для других аналогичных уравнений типа приводимых нами несколько ниже:

$$e \rightarrow e' + \gamma;$$

здесь e — электрон на определенной орбите (на определенном энергетическом уровне), который в некоторый момент превращается в электрон e' с другой орбитой и в квант света, обозначенный через γ . Там, где первоначально существовала одна элементарная частица (электрон), появилась и другая (квант света).

По мере открытия все новых и новых элементарных частиц и по мере того, как углублялись наши, хоть и неполные познания о них, выявились и новые реакции, аналогичные вышеприведенной, так что сейчас их известно около десятка. В ряде случаев эти реакции изучены не полностью, т. е. обнаружен вылет новых частиц, но есть основания полагать, что появляются и другие, которые ненаблюдаемы. Как правило, той частицей, которая, по-видимому, вылетает, но не поддается наблюдению, является нейтрино.

В дальнейшем нашем рассуждении примем, что нейтрино действительно существует, допуская тем самым гипотезу, которая на самом деле еще не окончательно подтверждена экспериментальными данными, но которой, видимо, можно пользоваться, по крайней мере как рабочей гипотезой.

В качестве примера не вполне изученной реакции рассмотрим реакцию, происходящую при испускании бета-лучей. Испускание бета-лучей состоит по существу в превращении нейтрона n ядра в протон p с испусканием электрона e^- и нейтрино ν согласно следующей схеме:



Отрицательный заряд электрона нейтрализует положительный заряд протона, так что общий заряд продуктов реакции остается равным нулю, как и заряд первоначального нейтрона. Нейтрино необходимо, чтобы сохранить баланс энергии и количества движения; скобки указывают, что существование данной частицы ненаблюдаемо экспериментально, а лишь предполагается. В дальнейшем мы будем обходиться без этих скобок.

Укажем кстати, что все эти реакции следует обозначать с двойным знаком, поскольку в принципе всегда существует возможность обратной реакции. Так, первое уравнение, написанное в более общей форме

$$e \rightleftharpoons e' + \gamma,$$

при прочтении слева направо обозначает испускание кванта света, а при прочтении справа налево — поглощение фотона.

Как мы отмечали в предыдущей лекции, μ -мезон не сильно взаимодействует с ядерным веществом. Экспериментальные наблюдения, проведенные с различной техникой (камера Вильсона, фотопластинки, счетчики), показывают, что когда μ -мезон останавливается далеко от ядер вещества, т. е. в пустоте (что происходит преимущественно с положительными μ -мезонами, которые по закону Кулона отталкиваются от ядра), то он очень быстро самопроизвольно испускает электрон (положительный или отрицательный, в зависимости от заряда самого мезона), обладающий большой кинетической энергией.

Но, разумеется, это еще не все, хотя бы по той простой причине, что если бы вся реакция состояла только в испускании быстрого электрона неподвижным мезоном, то это нарушало бы принцип сохранения количества движения. В самом деле, первоначальное количество движения равно нулю (мезон неподвижен), в то время как вылетевший электрон обладает значительным количеством движения.

Чтобы устранить несоответствие, предположим, что существует некая компенсация количества движения, унесенного вылетевшим электроном; для этого нужно принять, что в противоположную сторону вылетает нейтрино, обладающий тем же количеством движения, что и электрон. Однако более детальный анализ проблемы показывает, что и этого недостаточно: если бы вся реакция состояла в испускании одного электрона и одного нейтрино, то следовало бы ожидать, что кинетическая энергия электрона была бы всегда одной и той же, поскольку энергия, отвечающая массе mc^2 первоначального мезона (обычно равная примерно 100 Мэв), должна была распределиться почти поровну между нейтрино и электроном; этот последний обладал бы, следовательно, энергией в 50 Мэв и столько же уносил бы с собой нейтрино. Однако экспериментальные результаты говорят об ином. Они определенно показывают, что хотя максимальная энергия вылетевших электронов и приближается к 50 Мэв , но они очень часто обладают и меньшей энергией: иногда 30 , иногда 20 , иногда и 40 Мэв , принимая, таким образом, все значения между 0 и 50 Мэв . Это доказывает, что вылетает не одна частица, которую мы не наблюдаем и которая восстанавливает баланс количества движения, а по крайней мере две такие частицы.

Поэтому при теоретических исследованиях процесса (такого рода исследования в настоящее время имеют еще весьма гипотетический характер) обычно принимается, что вылетают две невидимые частицы. Простейшим будет предположение, что обе частицы — нейтрино.

Таким образом, исследуемую реакцию можно записать в виде

$$\mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + 2\nu. \quad (2)$$

Далее, π -мезон тоже может распасться, как это ясно показывают фотопластинки; на них бывает виден трек π -мезона, который в конце своего пути распадается, испуская в любом направлении другой мезон со значительной кинетической энергией. По характерным признакам следа последней частицы в желатине пластинки это μ -мезон.

Здесь также, естественно, необходимо соблюдать закон сохранения количества движения. Мы примем, что частицей, которая испускается в противоположную сторону для компенсации количества движения, снова является нейтрино. В данном случае положение иное, нежели в предыдущем примере, поскольку опыт показывает, что вылетевший μ -мезон всегда обладает одной и той же энергией. Это говорит о том, что в данном случае испускается, по-видимому, только один нейтрино.

Таким образом, если наши рассуждения правильны, исследуемую реакцию можно записать в виде

$$\pi \rightarrow \mu + \nu. \quad (3)$$

Рассмотрим теперь методику, которой в настоящее время придерживаются при попытках построить теорию явлений вышеописанного типа. Правда, речь идет пока только о попытках, и ни в коем случае нельзя сказать, чтоб они были удовлетворительными, как в других отраслях теоретической физики. Но на сегодняшний день это — лучшее, что удалось создать, и в ожидании лучших идей пока придерживаются именно этого метода при исследовании подобных явлений.

Рассмотрим какой-нибудь из приводившихся примеров, например распад π -мезона согласно реакции

$$\pi \rightleftharpoons \mu + \nu,$$

которую пишем с двойным знаком, чтобы показать возможность обратной реакции. Это равенство выражает возможность перехода системы из начального состояния — мезон, в общем случае обладающий некоторой скоростью, так что состояние может быть описано вектором количества движения, в конечное состояние — две частицы, обе отличающиеся от первоначальной, обладающие некоторым количеством движения и движущиеся в направлениях, отличающихся от направления

первоначального мезона. Если мы опишем эти состояния посредством соответствующих векторов количества движения, то получим, следовательно, переход из начального состояния в конечное состояние, как показано на рис. 1.

Это выражение перехода в терминах «начальное состояние» и «конечное состояние» системы является на самом деле очень неполным по двум причинам. Одна из них — второстепенного характера и легко устранима при помощи дальнейшего анализа. Она состоит в том, что мы здесь не учитываем собственного момента количества движения частиц. Другими словами, мы рассматриваем их все как частицы без спина. Но это недостаток чисто формального характера, который можно исправить без особых затруднений. Другое, более серьезное упущение состоит в том, что мы не учитываем всего того, что происходит во время превращения. Другими словами, если π -мезон свободно движется в пространстве, ни с чем не взаимодействуя, то мы можем предположительно приписать ему определенное количество движения.

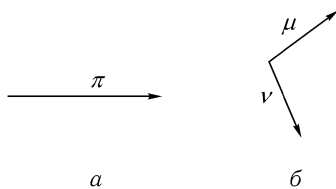


Рис. 1

Но когда в пространстве присутствует не одна частица, а несколько сближенных частиц (во время превращения, на какой-то определенный период, мы должны считать присутствующими все три частицы), то, разумеется, происходит взаимодействие: частицы возмущают друг друга; выражаясь теоретически правильно, их орбиты искривляются, и количество движения каждой из них непостоянно.

Следовательно, необходимо попытаться выразить также фазу перехода, когда состояние системы представляет некую смесь первоначального и конечного состояний. С этой точки зрения стрелки на фигуре изображают лишь то, что было задолго до перехода, и то, что получилось после реакции, а наиболее интересная фаза, во время которой собственно происходит акт превращения, выражена в этой схеме весьма неполно.

При исследовании явлений этого типа квантовая механика обычно пользуется так называемой теорией возмущений. Эта теория используется просто как прием, потому что, за редкими исключениями, точная теория квантовых явлений при нынешнем развитии математических знаний невозможна. Теория возмущений является приближенным ме-

тодом, который, хотя бы иногда, дает довольно точное представление о том, что происходит. В других случаях достигаемое приближение не может нас удовлетворить.

Так или иначе при помощи метода теории возмущений мы получаем формулу, которая позволяет вычислить вероятность перехода от определенного начального состояния системы в определенное конечное состояние. Выражение, даваемое формулой, имеет размерность, обратную времени, так как принимается, что весь процесс происходит в единицу времени. Формулу обычно пишут для так называемого среднего времени жизни $1/\tau$ системы относительно данного перехода:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{2\pi}{\hbar} |H|^2 n, \quad (4)$$

где $\hbar$ — как обычно, постоянная Планка h , деленная на 2π ; H — матричный элемент, соответствующий переходу из начального состояния в конечное (более подробное его выражение будет дано ниже); наконец, n выражает «плотность конечных состояний» (вообще, под плотностью конечных состояний понимают число конечных состояний, содержащихся в единичном интервале энергии, или, если угодно, число ΔN конечных состояний, которое приходится на интервал энергии ΔE , деленное на величину ΔE самого интервала):

$$n = \frac{\Delta N}{\Delta E}. \quad (5)$$

В рассматриваемом случае плотность конечных состояний оказывается бесконечной. Действительно, поскольку количества движения двух частиц, составляющих конечное состояние нашей системы, ограничены только условием, чтобы их векторная сумма была равна количеству движения первоначальной частицы, а в остальном они совершенно произвольны, то конечные состояния представляют собой континуум и на каждый интервал энергии их приходится бесконечное число. Однако имеется компенсация: как это видно из расчета, величина $|H|^2$ в таком случае (и по тем же причинам) оказывается бесконечно малой, и поэтому произведение $|H|^2 n$ сходится к конечному пределу. Прием, который обычно употребляют, чтобы произвести расчет этого предела, сводится к следующему. Вместо того чтобы рассматривать данные частицы как свободно движущиеся в бесконечном пространстве, мы условно полагаем их находящимися в пространстве ограниченного размера (в ящике) с объемом Ω , который затем может расширяться до

бесконечности в любых направлениях. Произведя расчет этого условного случая, получаем, что для каждого конечного значения Ω конечные состояния образуют не континуум, а дискретную последовательность, для которой возможно вычислить плотность с конечным значением. Соответственно и коэффициент $|H|^2$ будет конечным. Когда затем мы расширяем Ω до бесконечности, то $n \rightarrow \infty$, в то время как $|H|^2 \rightarrow 0$; произведение же $n|H|^2$, а следовательно, и вероятность $1/\tau$ стремятся к конечному пределу.

Следующим вопросом является расчет матричных элементов. Рассмотрим общий случай

$$A + B \rightarrow C + D,$$

т. е. переход от первоначальных частиц A и B к конечным частицам C и D (расчет для случая с любым другим количеством частиц не будет существенно отличаться от данного). Согласно методу теории возмущений, матричный элемент перехода выражается интегралом

$$H = \iiint \psi_C^*(C) \psi_D^*(D) V(A, B, C, D) \psi_A(A) \psi_B(B) d\tau_A d\tau_B d\tau_C d\tau_D, \quad (6)$$

где $\psi_A(A)$, $\psi_B(B)$ и т. д. — волновые функции частиц A , B и т. д. в точках, занимаемых самими частицами; V — оператор энергии взаимодействия различных присутствующих частиц; с известной степенью приближения можем считать его равным взаимной потенциальной энергии, являющейся функцией координат четырех частиц; интеграл распространяется на все положения, которые могут принять частицы, независимо одна от другой; таким образом, речь идет о четверном объемном интеграле.

По существу присутствие оператора $V(A, B, C, D)$, выражающего взаимную энергию между четырьмя частицами и, по-видимому, стремящегося к нулю, лишь когда частицы бесконечно удаляются друг от друга, предполагает наличие действия на расстояние между различными частицами. Частицы взаимодействуют, даже если не находятся в контакте, или по крайней мере создают поле, служащее передатчиком этих взаимодействий, причем должны появиться новые частицы в результате квантования самого поля. Другими словами, взаимодействие между рассматриваемыми частицами утрачивает характер непосредственного взаимодействия.

Возникают серьезные теоретические трудности к тому, чтобы предположить наличие взаимодействия на расстояние. Обрисуем это в общих чертах, не входя в подробности. Основная трудность состоит в противоречии с теорией относительности. Если две частицы A и B взаимодействуют на расстояние и частица A в какой-то момент движется, то возмущение, вызываемое этим движением, должно было бы в тот же момент достичь точки, занимаемой частицей B , находящейся на конечном расстоянии, вместо того чтобы распространяться со скоростью, которая, согласно теории относительности, во всех случаях меньше скорости света. Чтобы обойти эту трудность, нужно особым образом выразить функцию, входящую в выражение матричного элемента. Мы принимаем, что она отлична от нуля (на самом деле она бесконечна) только в том случае, когда четыре частицы находятся в соприкосновении, т.е. учитывая, что частицы мы считаем точечными, когда четыре точки A , B , C и D совпадают. Это, разумеется, позволяет значительно упростить интеграл формулы (6); четыре функции ψ_A , ψ_B , ψ_C , ψ_D берутся в одной и той же точке P и четверной интеграл сводится к однократному интегралу по объему, распространяемому на все положения точки P . Таким образом, получаем

$$H = f \int \psi_C^*(P) \psi_D^*(P) \psi_A(P) \psi_B(P) d\tau, \quad (7)$$

где f — соответствующий коэффициент, выражающий интенсивность взаимодействия между четырьмя частицами. Отметим, что выведенное нами таким образом выражение матричного элемента перехода существенно зависит от того, как именно выразить частицы и их взаимодействие через волновые функции; а таких форм выражения существует много, и они различны. Прежде всего выражение H содержит только сами волновые функции, а не их производные. Во многих случаях это не противоречит релятивистской инвариантности. В других случаях, и в частности для всех частиц, обладающих собственным моментом количества движения или, как принято говорить, имеющих «спин», выражение их посредством только одной волновой функции совершенно недостаточно; вместо указанных простых скалярных функций следовало бы на самом деле поставить величины с несколькими компонентами. В этом отношении наиболее известен пример электромагнитного поля, которое может быть выражено через скалярный и векторный потенциалы, так что электромагнитная волна характеризуется обычно

четырьмя величинами — тремя компонентами векторного потенциала и скалярным потенциалом. Аналогичным образом частицы, имеющие спин $1/2$, как, например, электрон, выражены в теории Дирака через функции с четырьмя компонентами. Таким образом, во многих случаях в формуле (7) вместо произведения четырех скалярных функций следовало бы подставить сумму, каждое слагаемое которой является произведением четырех соответствующих компонент волновых функций. В эту сумму должно входить несколько коэффициентов вместо одного, как это было в рассмотренном нами простом случае. Коэффициенты не будут совершенно произвольными, поскольку они ограничены рамками релятивистской инвариантности. В какой-то степени они все же останутся произвольными, ибо нельзя утверждать, что значение матричного элемента зависит только от одной константы.

Тем не менее при многих расчетах, в которых нас интересует только порядок величин, а также и потому, что мы не имеем до сих пор ничего лучшего, принято пользоваться упрощенными формулами типа (7), содержащими только одну константу. Этим приходится довольствоваться, пока мы не изучим данное явление более глубоко и не сможем найти более пригодных формул.

В вышеприведенной формуле матричного элемента уже предусмотрено условие сохранения количества движения. Действительно, легко заметить, что интеграл становится равным нулю, если условие сохранения количества движения не соблюдено. Если, например, частица A находится в положении, при котором она обладает количеством движения $\mathbf{p}_A$, то соответствующая волновая функция содержит множитель

$$e^{\frac{i\mathbf{p}_A \mathbf{r}_A}{\hbar}},$$

где $\mathbf{r}_A$ — радиус-вектор, представляющий положение частицы A . Поэтому часть, зависящая от пространственных координат, под знаком интеграла (7) содержит четыре множителя такого типа, которые можно объединить в одно экспоненциальное выражение

$$e^{\frac{i}{\hbar}(\mathbf{p}_A + \mathbf{p}_B - \mathbf{p}_C - \mathbf{p}_D) \mathbf{r}}; \quad (8)$$

количества движения частиц C и B входят в выражение с обратным знаком, так как в интеграле (7) стоят комплексно-сопряженные величины от соответствующих волновых функций.

Если количество движения сохраняется, т. е.

$$\mathbf{p}_A + \mathbf{p}_B = \mathbf{p}_C + \mathbf{p}_D,$$

показатель в (8) обращается в нуль, и само выражение становится постоянным и равным единице. Наоборот, если количество движения не сохраняется, экспоненциальная функция (8) становится осциллирующей, и ее интеграл по всему пространству (а следовательно, и матричный элемент) всегда равен нулю. Последнее означает, что ни в каком случае невозможны переходы между такими двумя состояниями, когда конечное количество движения отличается от начального. Это свойство является общим также и для всех других интегралов того же типа, которые встречаются в более полной теории; они также обращаются в нуль, если не соблюдено условие сохранения количества движения.

Если начальное и конечное состояния таковы, что они удовлетворяют условию сохранения количества движения, то экспоненциальная функция, как мы видели, превращается в единицу и подинтегральное выражение становится независимым от положения. В таком случае интеграл просто равен объему области интегрирования (т. е. объему упомянутого выше ящика). Кроме того, здесь будут сомножители, зависящие от нормировочных коэффициентов волновых функций отдельных частиц. На этом следует остановиться подробнее, так как коэффициенты бывают различными в зависимости от того, подчиняются ли эти частицы принципу запрета Паули¹ или статистике Бозе–Эйнштейна.

В первом случае вычисление нормировочных коэффициентов очень просто. Например, присутствие в нашем ящике объемом Ω одной частицы типа A выражается волновой функцией вышеуказанного вида:

$$\psi_A = b e^{\frac{i}{\hbar} \mathbf{p} \cdot \mathbf{r}},$$

где b — коэффициент, который мы хотим определить. Условие нормировки требует, чтобы интеграл от квадрата модуля волновой функции, распространенный по всему объему ящика, был равен единице. Но квадрат модуля экспоненциальной функции равен единице, и интегрирование по пространственным координатам дает просто объем ящика Ω . Следовательно,

$$\int_{\Omega} |\psi_A|^2 d\tau = b^2 \Omega = 1,$$

¹Или, как часто говорят, статистике Ферми–Дирака. (Прим. перев.)

откуда

$$b = \frac{1}{\sqrt{\Omega}}. \quad (9)$$

В случае, когда частица подчиняется статистике Бозе–Эйнштейна, расчет не так прост. Обратимся для большей ясности к привычному конкретному случаю — к фотону электромагнитного поля. Предположим, что в ящике объема Ω находится один фотон. Для краткости будем делать расчет только по порядку величин, не интересуясь численными коэффициентами, близкими к единице, для которых мы подставим точные значения в конечные формулы. Итак, в ящике будет находиться система электромагнитных волн, причем электрическое поле имеет определенное значение E , равное (если пользоваться гауссовой системой единиц) значению магнитного поля H . Плотность энергии дается, как известно, формулой

$$W = \frac{1}{8\pi}(E^2 + H^2).$$

Помня, что $E = H$ и пренебрегая множителем $1/4\pi$, можем сказать, что плотность энергии есть величина порядка E^2 , а вся энергия, заключенная в ящике, — порядка $E^2\Omega$. Это должно равняться энергии W фотона, откуда напряженность электрического поля всегда имеет порядок величины

$$E = H \approx \sqrt{\frac{W}{\Omega}}. \quad (10)$$

Но та величина, которая в случае электромагнитной волны отвечает волновой функции фотона, есть не электрическое поле, а векторный потенциал A , связанный с электрическим полем соотношением

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}.$$

Производная по времени от периодической переменной величины имеет порядок самой величины, умноженной на частоту ν . Умножая числитель и знаменатель на постоянную Планка, можем записать

$$E \approx \frac{h\nu}{hc} A = \frac{WA}{hc}. \quad (11)$$

Сравнивая (10) и (11), находим, что A (аналог волновой функции фотона) по порядку величины дается соотношением

$$A \sim \frac{\hbar c}{W} \sqrt{\frac{W}{\Omega}}.$$

Возвращаясь к общему случаю и вводя правильные численные множители, аналогичным образом находим модуль волновой функции частицы с полной энергией W , которая подчиняется статистике Бозе–Эйнштейна:

$$|\psi| = \frac{\hbar c}{\sqrt{2W\Omega}}. \quad (12)$$

Эта формула применяется при вычислении матричных элементов, относящихся к переходу, в котором принимают участие частицы, указанного типа.

В действительности дело зачастую обстоит не так просто и требует большой осторожности: потенциал волны при вычислении матричного элемента не всегда является аналогом волновой функции. Если мы рассмотрим частицу, например протон или, еще лучше, нейтрон, обладающую магнитным моментом, то получим прямое взаимодействие между магнитным полем и магнитным моментом частицы. Чтобы выразить его, надо умножить плотность вероятности того, что нейтрон имеет определенное положение, на его магнитный момент и на магнитное поле волны, которое, как видно из формулы (10), пропорционально $W^{1/2}$, а не $W^{-1/2}$, как это было для волновой функции по формуле (12). В этом — одна из причин значительной неопределенности теории. Если бы мы имели законченную («правильную») теорию, то знали бы также, в каких случаях применять формулу типа (12), а в каких случаях — формулу другого типа. Но в настоящее время законченной теории не существует. Можно сказать лишь, что это обстоятельство связано с некоторыми особыми явлениями, открытыми физиками-теоретиками, например тот факт, что электромагнитные взаимодействия мезона при высокой энергии значительно сильнее возрастают с энергией, если мезон имеет большой спин, чем если спин равен 0 или 1/2.

В остальном в настоящее время мы знаем так мало, что выбор между формулой типа (12) и формулой другого типа можно делать попросту произвольно. В нижеприведенном примере мы для простоты прямо будем пользоваться формулой (12).

В качестве примера приложения выведенных нами общих методов выберем самую простую реакцию, описанную нами в принципе, а именно: превращение π -мезона в μ -мезон и нейтрино

$$\pi \rightarrow \mu + \nu. \quad (13)$$

Для трех частиц, участвующих в реакции, примем (даже это утверждение делается с известной оговоркой), что π -мезон подчиняется статистике Бозе–Эйнштейна, а μ -мезон и нейтрино подчиняются принципу Паули. Формула (4) и последующие позволяют прямо выразить вероятность перехода формулой, которая действительна как для свободных, так и для связанных мезонов и включает только одну эмпирическую постоянную f , содержащуюся в формуле матричного элемента. В этой связи уместно отметить аналогию между коэффициентом f и электрическим зарядом. В явлениях электромагнитного характера взаимодействие можно в общем (несколько упрощенно) выразить как произведение плотности заряда ρ на потенциал V , проинтегрированное по всему пространству:

$$\int \rho V \, d\tau. \quad (14)$$

При рассмотрении электромагнитной волны мы должны были бы ввести векторный потенциал, чего мы не сделали только по соображениям простоты. С другой стороны, плотность заряда может быть выражена как произведение заряда электрона на квадрат модуля его волновой функции:

$$\rho = e|\psi|^2. \quad (15)$$

Подставляя (15) в (14), получим для энергии взаимодействия выражение

$$e \int |\psi|^2 V \, d\tau;$$

оно описывает, как известно, возмущающую энергию для стационарного состояния электрона, вызванную взаимодействием электрона с потенциалом V . В случае, если мы хотим рассмотреть переход из одного состояния в другие, законы квантовой механики учат, что квадрат модуля волновой функции, соответствующей стационарному состоянию, должен быть заменен произведением волновых функций ψ_e , конечно-го состояния на комплексно-сопряженную функцию ψ_e^* начального состояния; потенциал взаимодействия V может быть заменен волновой

функцией ψ_γ фотона, испускаемого при переходе. Таким образом, матричный элемент перехода выражается формулой

$$e \int \psi_e^* \psi_e \psi_\gamma d\tau,$$

аналогичной формуле (7), с той разницей, что вместо коэффициента f стоит заряд электрона. Этот последний выступает здесь как коэффициент, который, если можно так выразиться, определяет интенсивность взаимодействия между электроном и электромагнитным полем. Если же мы вместо электрона возьмем протон, то получим аналогичный результат, причем и коэффициент будет тот же, так как, насколько нам известно (хотя мы и не умеем объяснить этого), заряд протона равен заряду электрона.

В случае реакции $\pi \rightarrow \mu + \nu$ матричный элемент имеет вид

$$H = f \int_{\Omega} \psi_\pi^* \psi_\mu \psi_\nu d\tau. \quad (16)$$

Коэффициент f для данной реакции имеет значение, аналогичное электрическому заряду в электромагнитных явлениях, и поэтому имеет ту же размерность, что и заряд. Его численная величина не может быть теоретически установлена априорно, а определяется только экспериментально.

Интеграл (16) можно легко вычислить на основе развитых выше соображений. Поскольку количество движения должно сохраняться, интегрирование сомножителей, зависящих от пространственных координат, дает просто объем ящика Ω ; для абсолютных значений волновых функций мы можем воспользоваться выражениями (12) и (9), учитывая тот факт, что π -мезон рассматривается как «бозон», т. е. как частица, подчиняющаяся статистике Бозе – Эйнштейна, а μ -мезон и нейтрино подчиняются принципу Паули. Таким образом,

$$\begin{aligned} H &= f \int_{\Omega} \psi_\pi^* \psi_\mu \psi_\nu d\tau = f |\psi_\pi| |\psi_\mu| |\psi_\nu| \int_{\Omega} d\tau = \\ &= f \Omega \frac{\hbar c}{\sqrt{2\Omega m_\pi c^2}} \frac{1}{\sqrt{\Omega}} \frac{1}{\sqrt{\Omega}} = \frac{f \hbar}{\sqrt{2\Omega m_\pi}}; \end{aligned} \quad (17)$$

для энергии W_π , π -мезона мы подставили его энергию покоя $m_\pi c^2$, предполагая, что в начальном состоянии он покоился.

Чтобы вычислить вероятность перехода, надо еще найти выражение плотности n конечных состояний. Как обычно, упростим расчет, предположив, что, поскольку нейтрино имеет значительно меньшую массу, чем другие две частицы и, в частности, чем μ -мезон, при вычислении плотности конечных состояний можно пренебречь количеством движения последнего. Введем в формулу соответственные изменения, вытекающие из более строгого расчета. Если, следовательно, p_ν есть количество движения нейтрино, то число n конечных состояний получается, как известно, делением фазового объема, соответствующего количеству движения, заключенного между p_ν и $p_\nu + dp_\nu$, и положению частицы внутри ящика Ω , на куб постоянной Планка. Следовательно, употребляя $\hbar$ вместо h , получаем:

$$dN = \frac{4\pi p_\nu^2 dp_\nu \Omega}{8\pi^3 \hbar^3}.$$

Плотность n конечных состояний получаем, деля dN на интервал энергии:

$$n = \frac{dN}{dE} = \frac{p_\nu^2 \Omega}{2\pi^2 \hbar^3 c}. \quad (18)$$

Теперь мы можем вычислить значение вероятности перехода, подставляя в формулу (4) выражение плотности конечных состояний, даваемое формулой (18), и квадрата матричного элемента, определяемого по (17). Объем ящика Ω , который до сих пор входил в формулы, теперь выпадает и получается:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{f^2}{2\pi \hbar^2 c m_\pi} p_\nu^2.$$

Если мы учтем пренебреженное нами раньше количество движения μ -мезона, то результат несколько изменится вследствие добавления численного множителя, близкого к единице:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{f^2}{2\pi \hbar^2 c m_\pi} \frac{p_\nu^2}{1 + (v_\mu/c)},$$

где v_μ — скорость, с которой вылетает μ -мезон; она довольно мала по сравнению со скоростью света.

В последней формуле все известно, за исключением постоянной f . Измерив экспериментально среднее время жизни π -мезона в рассматриваемом процессе, можно определить значение f , которое, как мы указывали, имеет размерность электрического заряда. Получаемое значение f оказывается много меньше, чем заряд электрона, и может быть выражен в его долях. Именно, получаем,

$$f = \frac{e}{4 \cdot 10^5} = 2,5 \cdot 10^{-6} e.$$

Интенсивность взаимодействия, определяющего этот переход, приблизительно составляет 2,5 миллионных величины взаимодействия электрона с электромагнитным полем.

В заключение напомним общеизвестное обстоятельство, выявляющееся при изучении рассмотренных явлений. Расчет, подобный предыдущему, может быть произведен для многих других реакций; и во всех реакциях, где взаимодействие определяется электрическим зарядом, появляется один и тот же коэффициент e , потому что все известные нам элементарные частицы, хоть и существеннейшим образом отличаются друг от друга всеми остальными своими особенностями, но когда они заряжены (как протон, мезон, электрон), то обладают всегда одинаковым зарядом, положительным или отрицательным, но неизменным по абсолютной величине. Как мы указывали, этому явлению не найдено никакого удовлетворительного объяснения (хотя выдвинуто несколько гипотез), но экспериментально оно установлено твердо.

Существуют три реакции незлектромагнитного характера (две из них мы в принципе уже упоминали), в которых константа взаимодействия имеет одинаковую размерность. Однако последняя не совпадает с размерностью электрического заряда, поскольку является произведением объема на энергию. Эти три реакции следующие:

$$\begin{aligned} n &\longrightarrow p + e + \nu, \\ \mu^\pm &\longrightarrow e^\pm + 2\nu, \\ p + \mu^- &\longrightarrow n + \nu. \end{aligned} \tag{19}$$

Первая реакция есть бета-переход ядер; вторая — распад μ -мезона со средним временем жизни $\tau = 2,1 \cdot 10^{-6}$ сек., третья, о которой мы еще не упоминали и на которую укажем, не входя в подробности, выявилась в опытах Конверси, Панчини и Пиччони по захвату μ -мезонов веществом. Отрицательный μ -мезон поглощается протоном, который превращается в нейтрон с испусканием нейтрино. Конечно, и здесь

присутствие нейтрино только предполагается. Как бы то ни было, при изучении результатов этих опытов получают данные, которые позволяют вычислить константу взаимодействия.

Итак, имеем три константы взаимодействия f_1, f_2, f_3 , обладающие одинаковыми размерностями в трех реакциях, которые, по-видимому (насколько мы их сейчас знаем), являются абсолютно различными; даже принимая как абсолютно правильные вышеуказанные схемы (которые, как отмечалось, на самом деле следует принимать с известными оговорками), мы видим, что в первом и третьем случаях испускается только один нейтрино, а во втором — два. Хорошо известный и в то же время чрезвычайно многозначительный, но не нашедший еще никакого объяснения, факт состоит в том, что численные значения этих констант, вычисленные при помощи вышеописанных методов, весьма близки друг к другу. Нельзя сказать, чтоб они были равны, но, во всяком случае они заключены в интервале между 10^{-48} и 10^{-49} . Дальнейшие уточнения невозможны, ибо, как мы указывали, наши теории этих явлений еще чрезвычайно примитивны и мы можем считать большой удачей, если наши формулы правильно выражают порядок величин. По порядку эти величины, несомненно, весьма близки друг к другу, особенно если учесть, что, имея дело с такими необычными величинами, можно было бы рассматривать порядок величин их логарифмов (соответственно равных -48 и -49).

Данное явление отмечено многими исследователями, работавшими независимо друг от друга. В частности, Уилер и Пуппи указали на странное численное совпадение некоторых констант и отметили, что это наводит на мысль о существовании свойства, аналогичного электрическому заряду и в одинаковой степени присущего всем элементарным частицам. Мы уже много раз указывали, что даже в случае электромагнитного поля мы не знаем причину, — безусловно, чрезвычайно важную, — по которой такие различные частицы, как электрон, протон и мезон, обладают одним и тем же электрическим зарядом. В данном случае наши познания в области электромагнитных явлений позволяют нам утверждать, что электрический заряд имеет одно и то же значение, а не только один и тот же порядок величины. В случае реакции типа (19) наши познания гораздо более ограничены, и мы не можем ничего сказать сверх того, что наблюдаем. Конечно, может случиться, что в дальнейшем при более детальном анализе окажется, что эти явления схожи, но значения величин не будут в точности одинаковыми.

Если так, то это совпадение будет лишь случайностью, быть может, несколько странной, но отнюдь не невозможной. Но если в тот день, когда будет создана строгая теория вместо грубо приближенной, окажется, что величина f , аналогичная электрическому заряду, действительно является одинаковой для этих трех столь различных реакций, то это будет указанием огромного теоретического значения, чреватого большими последствиями, хотя характер последних в настоящее время нельзя предугадать.

ЛЕКЦИЯ ТРЕТЬЯ

ТЕОРИИ ПРОИСХОЖДЕНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ

(Редакция Э. Панчини)

Все известные нам вещества состоят из различных химических элементов, распространенность которых различна. Отсюда и возникает проблема, первоначально экспериментальная — определить эти распространенности, а затем теоретическая — по каким причинам одни элементы очень распространены, а другие редки.

Начнем обсуждение с экспериментальной проблемы. Мы не будем входить в детали, так как для понимания проблемы достаточно привести несколько соображений общего порядка. Мы стремимся установить, в каком количестве различные элементы присутствуют во всей вселенной или по крайней мере в значительной части ее; разумеется, получаемый результат в значительной мере зависит от вида вещества, выбираемого для анализа. Так, например, если мы станем определять относительное количество кислорода, водорода, железа и других элементов, встречающихся в той части земной коры, которая доступна для наших исследований, то обнаружится относительно большая распространенность их. Но если мы будем определять процентное содержание этих же элементов в метеоритах, то там распространенность их будет иной, чем в земной поверхности. Таким образом, проблема состоит не только в химическом анализе, но и в выборе материалов для анализа.

Разумеется, вопрос этот не нов. Данные, которые я буду приводить ниже, получены из сравнительно недавних исследований Брауна¹, который расширил и улучшил результаты Гольдшмидта². Эти данные получены в результате анализа большого количества экземпляров, что

¹Brown H., Rev. Mod. Phys., **21**, 625 (1948).

²Goldschmidt V. M., Geochemische Verteilungsgesetze der Elemente und der Atom-arten, Oslo, 1938.

гарантирует их достоверность, ибо данные, полученные при анализе одного отдельного экземпляра, показывают скорее характерные свойства последнего, а не космическую распространенность элементов.

Следует отметить, однако, что при достаточно внимательном выборе материала результаты таких анализов чрезвычайно близки друг к другу, даже если берутся материалы самого разнообразного происхождения. Так, например, в ряде случаев удается установить соотношение космического распространения двух элементов с точностью до 1–2 процентов.

Надо отметить, что, хотя измерения распространенности элементов в земной коре имеют очень большое практическое значение, теоретическое значение этих измерений гораздо более ограничено, поскольку земная кора, как и все вещество, из которого состоит Земля, в течение многих геологических эр подвергалась химическому распаду, ввиду чего интересные результаты могли бы получиться только при анализе тех слоев, которые находятся между земной поверхностью и центром Земли, что, разумеется, невозможно.

К счастью, можно избежать необходимости исследовать недоступные слои внутренней части Земли благодаря тому, что мы можем анализировать метеориты, которые, по словам специалистов, являются осколками различных слоев исчезнувших планет. Таким образом, если бы Земля в результате космической катастрофы разлетелась на куски, то метеориты, получившиеся из ее коры, состояли бы преимущественно из камня, а метеориты других ее слоев содержали бы в себе главным образом железо; точнее, сплав, состоящий из железа, никеля и меньших количеств других элементов.

И действительно, статистический анализ метеоритов, попадающих на Землю, показывает, что соотношение между количеством метеоритов из камня и метеоритов из железа не на много отличается от того соотношения между каменной и железной частью Земли, которое получается в результате исследований, производимых на глубине при помощи сейсмических волн.

Эти результаты получены благодаря терпеливому собиранию большого числа метеоритов и чрезвычайно точному количественному анализу их. Следует отметить, что сам анализ этих метеоритов гораздо труднее, чем это может показаться, потому что очень многие элементы (как мы увидим, большинство их) настолько редки, что присутствуют в количествах порядка нескольких миллионных долей или даже

меньше. Одно из самых больших затруднений, следовательно, состоит в способе осуществления количественных химических анализов самой большой точности. Чтобы преодолеть эту трудность, пришлось прибегнуть (по крайней мере, при последних исследованиях) к атомным котлам, в которых исследуемый материал облучается, а затем наблюдают реакции, характерные для элементов, которые в данном случае интересуют исследователя. Таким образом, обнаружение элементов производится здесь не столько химическим, сколько радиоактивным путем. При помощи таких приемов удалось проанализировать материалы, поступающие на Землю в виде каменных и железных метеоритов. Исходя из полученных средних результатов, составлена таблица, которая для большинства элементов довольно точно совпадает с данными, полученными совершенно другими путями (например, при помощи спектроскопического анализа звездных атмосфер). Это является указанием того, что вещество, из которого состоят метеориты, существенно не отличается от вещества звездной атмосферы. Правда, есть несколько довольно значительных расхождений, но они легко объяснимы. Например, некоторые элементы в метеоритах или совершенно отсутствуют, или присутствуют в ничтожных количествах. Так обстоит дело с благородными газами, которых и на Земле и в метеоритах довольно мало по сравнению с их космической распространенностью, поскольку при образовании планет они в них не задержались. Другим исключением является водород, но и это объясняется рассуждением, аналогичным тому, к которому мы прибегли в случае благородных газов.

Факты такого характера показывают, что результаты анализа метеоритов, из которого и выводят большинство количественных данных о космической распространенности элементов, должны быть переработаны в свете очень точного химического разбора; однако последний в значительной степени произволен, ибо он включает гипотезы об образовании самих метеоритов и о физико-химической среде, в которой протекало их существование. Словом, анализ самих метеоритов по элементам должен быть совмещен с физико-химическими соображениями, в силу которых и решают, сохранено ли в метеоритах истинное космическое распространение элементов.

Кроме метеоритов, изучают, посредством спектроскопического анализа, звездную атмосферу и частично облака межзвездного вещества. Однако эти данные очень неполны, и их можно использовать лишь как дополнительные. Весьма примечателен факт, что все эти данные

(при учете вышеуказанных исключений, которые могут быть очень убедительно объяснены), полученные из анализа столь различных небесных объектов, как звездная атмосфера, межзвездное вещество и метеориты, довольно удовлетворительно совпадают. Наоборот, они значительно отличаются от данных, получаемых при анализе земной коры, поскольку земная кора не является верным показателем того материала, из которого состоит вся наша планета.

В таблице приведены данные об относительной распространенности различных элементов (по Брауну).

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ РАСПРОСТРАНЕННОСТИ ЭЛЕМЕНТОВ

Элемент	A	Z	Распространенность, число атомов на 10^4 атомов кремния
H	1,01	1	$3,5 \cdot 10^8$
He	4	2	$3,5 \cdot 10^7$
Be	9,02	4	$2 \cdot 10^{-1}$
C	12,01	6	$8 \cdot 10^4$
O	16,00	8	$1 \cdot 10^5$
Si	28,06	14	$1 \cdot 10^4$
Cl	35,46	17	$2,5 \cdot 10^2$
Mn	54,93	25	$1 \cdot 10^2$
Fe	55,85	26	$2,6 \cdot 10^4$
Co	58,94	27	$1,6 \cdot 10^2$
Ni	58,69	28	$2 \cdot 10^3$
Cu	63,57	29	7
Ga	69,72	31	$5 \cdot 10^{-3}$
Sr	87,63	38	$1 \cdot 10^{-1}$
Cd	112,41	48	$2 \cdot 10^{-2}$
Cs	132,91	55	$1 \cdot 10^{-2}$
Pt	195,23	78	$1 \cdot 10^{-1}$
Pb	207,21	82	$4 \cdot 10^{-3}$
Th	231,12	90	$1 \cdot 10^{-2}$
U	238,07	92	$3 \cdot 10^{-3}$

В таблице указаны наиболее важные элементы; приведенных данных достаточно, чтобы выявить некоторые довольно странные закономерности в относительной распространенности элементов в соответствии с их атомным номером.

При анализе таблицы следует начинать с водорода, который является не только наиболее простым среди элементов, но и наиболее распространенным: на каждые 10^4 атомов кремния в космическом веществе присутствует $3\text{--}4 \cdot 10^8$ атомов водорода. После водорода, как в периодической системе элементов, так и в шкале нашей таблицы, идет гелий, относительная распространенность которого равна $3,5 \cdot 10^7$. Распространенность элементов, идущих за гелием, сразу падает до ничтожных величин: литий, бериллий и бор чрезвычайно редки. Так, относительная распространенность бериллия равна 0,2 (т. е. 1 атом бериллия отвечает в среднем 50 000 атомам кремния). Как видите, между гелием и бериллием налицо скачок порядка 10^8 . Последующие в периодической системе легкие элементы обладают относительной распространенностью, примерно равной кремнию; углерод, например, имеет распространенность $8 \cdot 10^4$. Сразу после этого кислород дает скачок вверх: его распространенность равна 10^5 . После водорода и гелия это наиболее распространенный элемент по числу атомов, но не по весу.

Далее распространенности становятся меньше. Железом завершается относительно большая распространенность: $2,6 \cdot 10^4$. Потом идет кобальт ($1,6 \cdot 10^2$), никель ($2 \cdot 10^3$), а начиная от этого элемента периодической системы распространенность начинает быстро падать и больше уже не поднимается. От галлия и вплоть до урана идут распространенности, колеблющиеся между одной десятой и одной сотой. Небольшим исключением является свинец, который несколько более распространен, но можно думать, что количество свинца увеличивается в результате распада радиоактивных элементов, которые идут сейчас же за ним. Другим исключением в противоположном смысле является уран, но можно предполагать, что он исчезает вследствие радиоактивного распада.

Все эти рассуждения приобретают большую наглядность, если относительную распространенность элементов как функцию их атомного номера изобразить диаграммой (рис. 1). Эта диаграмма показывает, что сразу после высшей точки, представляющей водород и гелий, налицо явная тенденция (хотя и с большой нерегулярностью) к уменьшению относительной распространенности элементов. Тот, кто отважится про-

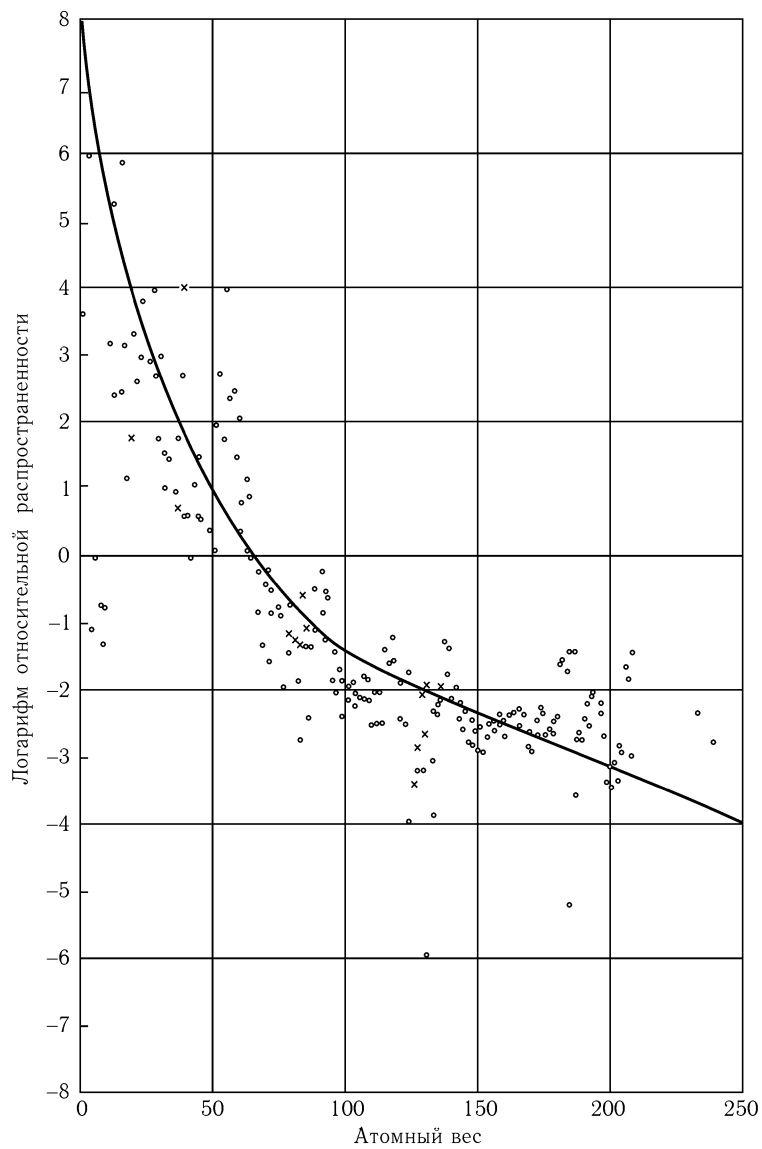


Рис. 1

вести кривую через эти точки и не будет учитывать разброс, может начертить линию, изображенную на рис. 1. И если признать (с оговорками об исключениях), что эта кривая с большой долей приближенности показывает относительную распространенность элементов в космическом веществе, то нужно из этого сделать вывод, что относительная распространенность каждого элемента является для него такой существенной характеристикой, как, например, его атомный вес, или его энергия образования, или его масса. Таким образом, создается впечатление, что относительная распространенность каждого элемента, действительно, является его свойством, связанным или с другими его свойствами, или с еще неизвестным нам механизмом его образования.

Конечно, в таких соображениях следует еще учитывать распространенность отдельных изотопов каждого элемента, но это не есть осложнение проблемы, поскольку относительная распространенность изотопов всех веществ известна и обычно она довольно постоянна; зная распространенность каждого элемента, распространенность изотопов можно вычислить при помощи простых арифметических правил.

При изучении относительной распространенности изотопов следует отметить одну особенность, на которую стоит обратить внимание, поскольку придется вернуться к ней в дальнейшем. На рис. 2 дана диаграмма изотопов. По оси абсцисс отложено число протонов, а по оси ординат — число нейтронов ядра. Как видно из диаграммы, различные элементы распределены по зоне, которая является вначале биссектрисой осей, а потом загибается вверх, что означает, что у ядер элементов малого атомного номера число протонов равно числу нейтронов, а для элементов большого атомного номера нейтронов всегда больше 50%. И вот оказывается, что почти всегда в нижней части периодической системы, т.е. для элементов с легкими ядрами, наиболее распространенными изотопами являются такие, у которых больше протонов или, что то же самое, меньше нейтронов. Потом идет переходная зона, и, наконец, в верхней части наблюдается противоположная тенденция: наиболее распространенные изотопы обычно имеют больше нейтронов, чем протонов.

Конечно, стремление объяснить все эти факты, т.е. объяснить распространенность и самих элементов и их изотопов, является чрезвычайно смелой программой, от разрешения которой мы, несомненно, очень далеки. Все же за последнее время делались подобные попытки, которые, однако, не привели к удовлетворительным результатам.

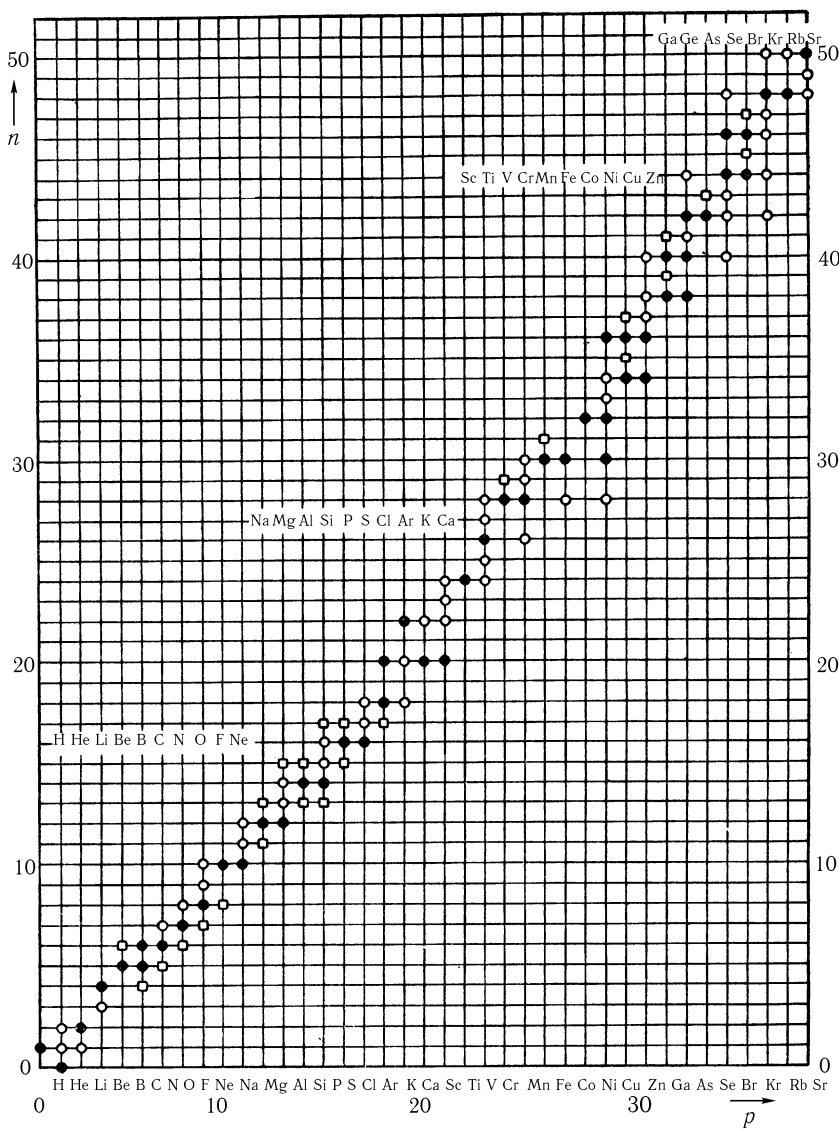


Рис. 2

Несмотря на это, такие попытки весьма важны, поскольку исследования велись в том направлении, которое, очевидно, и явится одним из самых важных в будущем. С другой стороны, нынешние неудачи вовсе не означают, что в будущем нельзя будет сделать решающих открытий в этой области.

Одна из наиболее естественных гипотез, выдвигавшаяся в разное время разными людьми, предполагает, что элементы, находящиеся в природе, образовались в результате процесса, который основывается на некоем химическом или, как мы говорим, суперхимическом равновесии. Другими словами, полагают, что если положить в нагреватель частицы, из которых состоят элементы, т. е. протоны и нейтроны, нагреть их до соответствующей температуры и затем, когда это «вещество», так сказать, «сварено» до надлежащего состояния, внезапно охладить его, то получится смесь элементов, похожая на то, из чего, как нам кажется, состоит вселенная.

В этом направлении делались многие попытки; следует все же отметить, что полученные результаты не очень убедительны. Конечно, нужно представить себе, что температура и давление в этом нагревателе должны быть огромными, если мы хотим добиться результатов, которые хоть сколько-нибудь походили бы на то, что есть в природе. Так, например, температура должна быть около 10^9 градусов, а давление — около 10^6 г/см². Легко можно понять необходимость подобных температур и давлений, если учесть, как велика должна быть температура для хода ядерных реакций и каким огромным должно быть давление, чтобы образовались очень тяжелые ядра. Действительно, если при такой температуре не будет высокого давления, то все ядра, состоящие из многих частиц, рассыплются и не будет возможности существования тяжелых ядер, которые мы, однако, наблюдаем в природе.

Кроме того, исходя из этой гипотезы, мы не можем получить такого распределения элементов, которое хоть отдаленно походило бы на реально существующее. Относительная распространенность многих изотопов тоже оказывается совершенно случайной без малейшего сходства с тем, что мы наблюдаем экспериментально.

Самые новые теории основываются, наоборот, на несколько иной схеме. Мы опишем только теорию Гамова, Альфера и Бете, которая, по нашему мнению, наиболее интересна, хотя ни в коем случае нельзя считать, что она удовлетворительно объясняет факты.

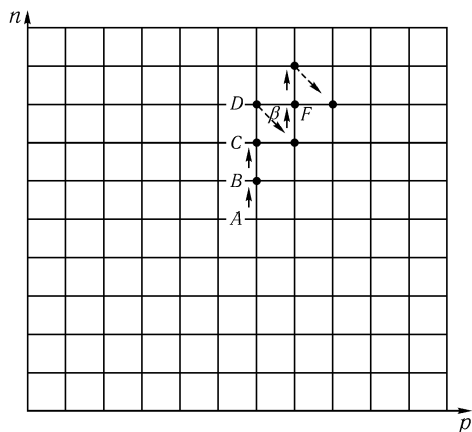


Рис. 3

В основе теории лежит предположение (отнюдь не новое), что образование элементов могло происходить не обязательно при таких огромных давлениях и температурах, а при помощи постепенного прибавления нейтронов. Не останавливаясь сейчас на вопросе о происхождении этих нейтронов, попытаемся представить себе этот процесс.

Вернемся еще раз к диаграмме на рис. 2, где каждый элемент представлен точкой, абсцисса которой равна числу протонов, а ордината — числу нейтронов. Как уже говорилось, стабильные элементы все оказываются в строго определенной зоне.

Если мы теперь представим себе, что поместили некоторый элемент в «ванну» с нейтронами, то может случиться, что его ядра захватят один из нейтронов. Так, если состав такого ядра соответствует точке *A* на рис. 3, то после захвата нейтрона образовавшееся ядро будет иметь состав, представленный точкой *B*, получившейся в результате сдвига от точки *A* на один квадрат вверх (число нейтронов увеличилось, а число протонов не изменилось).

Новое ядро может в свою очередь захватить нейтрон, породив элемент, представленный точкой *C*, и т. д. до тех пор, пока процесс не выйдет из зоны стабильных элементов. Образовавшийся нестабильный элемент, конечно, будет бета-радиоактивным, и поэтому распадется по бета-процессу с превращением нейтрона в протон. Новая точка будет, следовательно, правее и ниже (потеря нейтрона и приобретение протона).

Если вокруг еще есть нейтроны, то ядро может поглотить снова нейтрон, потом еще один, после чего опять произойдет бета-распад. Таким путем ядро будет «карабкаться» вверх по дуге стабильных элементов. Так, мы приходим к образованию весьма тяжелых элементов путем постепенного прибавления нейтронов к легким ядрам, которые мы полагаем присутствующими заранее.

Можно было бы предположить, что по этой схеме возможно объяснить образование всех элементов, исходя из одних нейтронов. Действительно, предположим, что в какой-то области пространства в какой-то момент времени содержатся нейтроны. Нейтрон, как известно, не является стабильной частицей; среднее время его жизни относительно мало (оно еще не очень хорошо установлено, но не может намного отличаться от 15 мин.). Итак, примерно через 10 мин. половина нейтронов превратится в протоны. Но нейтроны и протоны имеют известное сродство; нейтроны стремятся связаться с протонами, образуя тем самым ядра дейтерия. Таким путем, исходя только из одних нейтронов, могут за счет их распада и соединения с порожденными протонами возникнуть первые легкие ядра, а потом из этих последних благодаря процессу описанного типа можно предположительно дойти и до образования тяжелых элементов.

Была сделана попытка проанализировать подобный процесс, вернее процесс подобного типа, с количественной точки зрения. Разумеется, для количественного исследования необходимо учесть данные о возможности захвата нейтронов различными элементами, поскольку это в основном определяет скорость рассматриваемого процесса.

Имеется много данных о захвате медленных нейтронов, но предположительно процессы рассматриваемого здесь типа происходят при температуре, достаточно высокой, так что надо учесть данные, относящиеся к захвату быстрых нейтронов. На рис. 4 изображены эффективные сечения захвата быстрых нейтронов в функции от атомного веса.

За счет упрощения (быть может, слишком грубого) в излагаемой теории было предположено, что экспериментальные результаты можно представить следующим образом. Логарифм эффективного сечения захвата нейтронов линейно возрастает с атомным весом для атомных весов между 0 и 100, а затем остается постоянным, как это показано пунктирной кривой на рис. 4. Как видно из фигуры, такое упрощающее предположение является весьма грубым (особенно если учесть, что шкала по оси ординат — логарифмическая).

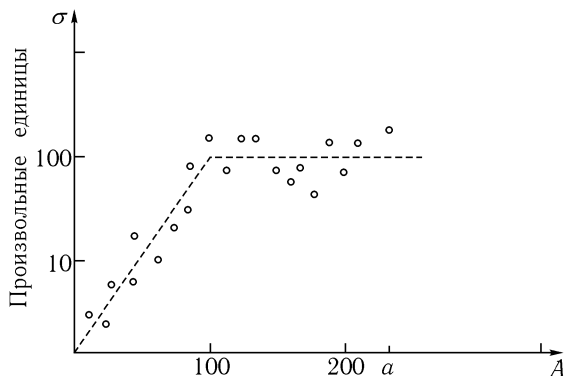


Рис. 4

Если принять это предположение о характере эффективного сечения столкновения с захватом нейтронов, то легко составить в очень простом виде дифференциальные уравнения, описывающие, как происходит последовательное образование все более тяжелых элементов. Обозначим через N_a число атомов с атомным весом a . Производную этой величины по времени можно представить в виде двух членов: первый член представляет возрастание числа атомов с атомным весом a , происходящее от присоединения нейтронов к атомам с атомным весом $a - 1$ [этот член будет положительный и пропорциональный числу N_{a-1} , эффективному сечению σ_{a-1} элемента с атомным весом $a - 1$ и потоку нейтронов $\Phi(t)$]; второй член (отрицательный) аналогичным образом представляет уменьшение числа атомов с атомным весом a из-за поглощения нейтронов, превращающего атомы с атомным весом a в атомы с атомным весом $a + 1$. В виде формулы это выглядит так:

$$\frac{dN_a}{dt} = \Phi(t)(\sigma_{a-1}N_{a-1} - \sigma_a N_a) \quad (1)$$

$$(a = 1, 2, \dots, 238).$$

Уравнения подобного вида должны быть записаны для всех значений a ; так получится система, которую можно решить, если задаться каким-то потоком нейтронов. Получится процесс установления во времени распространенностей различных элементов. Наиболее значительный результат (он, быть может, был бы значительнее, если бы выбранная кривая эффективных сечений захвата правильнее представ-

ляла экспериментальные факты) заключается в следующем. Благодаря той особенности кривой захвата, что, начиная с некоторого атомного веса, сечение внезапно перестает расти, получается при надлежащем выборе зависимости потока нейтронов от времени распределение распространенностей элементов, подобное представленному на рис. 5; такое распределение не очень отлично от экспериментальной кривой на рис. 1.

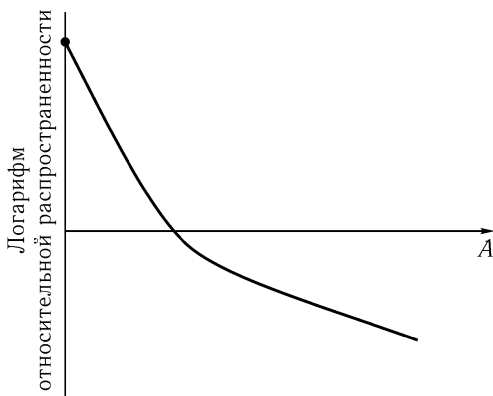


Рис. 5

Конечно, результат зависит от выбора начального момента времени, потому что, задаваясь определенным потоком нейтронов, надо, чтобы вещество подвергалось его действию надлежащее время: при слишком большой длительности действия получится избыток тяжелых элементов; в противном случае их будет мало. Путем такой «варки» вещества до определенного момента удастся получить нечто похожее на экспериментальные данные. Это сходство распространяется до того, что для элементов с большим атомным номером получается распределение изотопов, похожее на действительное. В зоне легких элементов результат получается обратный; однако можно допустить, что последующая термическая обработка при не сверхвысокой температуре способна изменить положение.

В описываемой теории была предпринята попытка сделать следующий шаг, очень рискованный и почти наверняка ошибочный (когда для отображения фактов пользуются слишком точными гипотезами,

то, чем точнее гипотезы, тем легче доказывается ошибка). Именно, было предложено определять время описанного выше образования элементов, пользуясь теорией расширяющейся вселенной. Эта теория связана с общей теорией относительности, и мы попытаемся дать ее краткий очерк.

К сожалению, общая теория относительности, как и многие другие физические теории, не единственна, и имеется известная свобода выбора, который в настоящий момент не может быть произведен однозначно на основе экспериментальных данных. Но если основываться

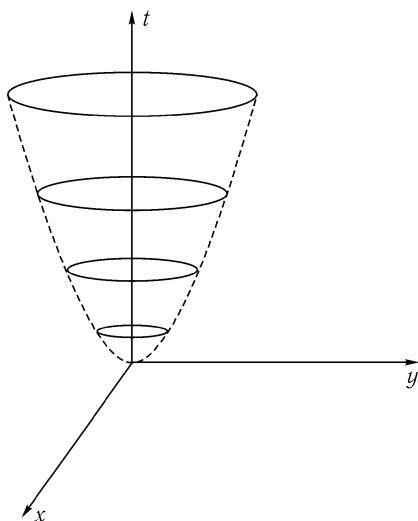


Рис. 6

на простейшей теории относительности, не учитывающей так называемого космологического члена, то можно построить теорию расширяющейся вселенной, которая действительно была построена.

Исходят из предположения, которое по крайней мере имеет преимущество быть самым простым, что плотность энергии (вещества и излучения) равномерно распределена в пространстве вселенной (по крайней мере, если взять средние значения по достаточно протяженным областям). Далее предполагают, что пространство имеет постоянную кривизну, т. е. что вселенная однородна не только по распределению вещества, но и по своим геомет-

рическим свойствам. Из этих гипотез следует, что форма вселенной в определенный момент времени должна быть либо сферической, либо псевдосферической; по специальным соображениям, связанным с истинной плотностью вещества, надо выбрать псевдосферу, т. е. сферу с мнимым радиусом, которую никаким образом нельзя представить на рисунке. Но если мы на момент оставим в стороне то обстоятельство, что рассматриваемый объект есть не сфера, а псевдосфера, и ограничимся представлением трех из ее четырех измерений (временем и двумя пространственными координатами), то рис. 6 сможет дать пред-

ставление о том, как расширяется вселенная. На рис. 6 вселенная представлена окружностями, радиус которых увеличивается со временем.

Если произвести вычисления по формулам общей теории относительности, то получается соотношение, связывающее скорость возрастания радиуса псевдосферы $r = iu$ с плотностью энергии ω :

$$\left(\frac{du}{dt}\right)^2 = c^2 + \frac{Kc^2}{3}u^2\omega. \quad (2)$$

Из этой формулы видно, что квадрат производной модуля радиуса псевдосферы u по времени равен квадрату скорости света плюс еще один член, содержащий сам радиус, плотность энергии ω и постоянную K , связанную с гравитационной постоянной G соотношением

$$K = \frac{8\pi G}{c^4}.$$

Величина K приблизительно составляет $2 \cdot 10^{-48} \text{ дин}^{-1}$. Но если мы хотим воспользоваться этой формулой, чтобы описать расширение вселенной, когда ее радиус очень мал, то увидим, что первый член справа пренебрежимо мал по сравнению со вторым, потому что плотность энергии возрастает гораздо быстрее, чем уменьшается квадрат радиуса. Тогда формула (2) упрощается и сводится к следующей:

$$\left(\frac{du}{dt}\right)^2 = \frac{Kc^2}{3}u^2\omega. \quad (3)$$

В этом пункте было сделано весьма интересное замечание: если предположить, что в случаях, когда применима формула (3), энергия есть в основном лучистая энергия, то можно по этой формуле получить соотношение между временем и температурой, которое не содержит никаких других постоянных, кроме универсальных. Таким способом исключается произвол в значениях температуры, которой обязаны ядерные реакции, давшие начало элементам; используя этот произвол, можно было получить в известных пределах все что угодно. Приведем без доказательства формулу, связывающую температуру со временем, протекшим от того момента, когда вселенная имела бесконечно малые размеры:

$$T = \left(\frac{3}{4Kc^2\sigma}\right)^{1/4} \frac{1}{\sqrt{t}}; \quad (4)$$

здесь σ означает постоянную закона Стефана–Больцмана, T — абсолютная температура, t — время. Как мы уже предупреждали, это — приближенная формула, справедливая, когда t имеет не слишком большое значение, например, несколько миллионов лет.

Если подставить в эту формулу численные значения величин, то получится:

$$T = \frac{1,52 \cdot 10^{10}}{\sqrt{t}}. \quad (5)$$

Отсюда видно, что, когда t равно, например, 1 сек, температура, как можно себе представить, потрясюще велика — порядка 10^{10} градусов; однако она весьма быстро уменьшается и через 1000 сек составляет уже несколько сот миллионов градусов, а это уже достаточно низкое значение, при котором прекращаются интенсивные ядерные явления.

Итак, температура меняется со временем по хорошо установленному закону; по столь же определенному закону меняется и псевдорадус вселенной (пропорциональный квадрату времени), так что остается неопределенным только один параметр — плотность нейтронов; используя произвол выбора этого параметра, авторы теории предлагают выбрать его так, чтобы получилось нужное распределение распространенностей элементов, и это в известном смысле действительно удается. Но удастся, на самом деле, только тогда, когда удовлетворяются очень грубым анализом полученных результатов; как только производят более детальный разбор, сразу же сталкиваются с трудностями. Вероятно, чем дальше производить этот исключительно сложный анализ, тем больше неувязок будет встречаться.

Первая неувязка встречается в начале периодической системы при попытке более или менее детально проследить за образованием элементов. Как уже отмечалось, первое образовавшееся ядро является ядром водорода, затем путем присоединения нейтрона получается дейтерий, который вместе с другим нейтроном дает тритий, превращающийся путем бета-процесса в гелий три. Присоединение нового нейтрона дает гелий четыре. Здесь имеется небольшое затруднение, потому что гелий три, захватывая нейтрон, скорее стремится распасться, чем образовать гелий четыре, хотя все же можно думать, что малая часть гелия три путем захвата нейтрона превращается в гелий четыре. Однако здесь появляется гораздо большее затруднение, поскольку ядра с массой пять не существует. Если предположить, что оно образуется путем захвата

нейтрона гелием четыре, то оно тотчас же распадется на части, создавая этим непреодолимый барьер для образования элементов путем последовательного захвата нейтронов.

Однако можно придумать способ обойти это затруднение. Согласно формуле (4) за период времени, в течение которого происходят рассматриваемые процессы, температура хотя и сильно падает, но все же имеет порядок не ниже 10^8 – 10^9 градусов. При такой температуре еще довольно заметным образом идут так называемые тепловые ядерные реакции, т. е. происходящие при столкновениях ядер, движущихся под влиянием теплового возбуждения. Поэтому нельзя считать невозможным образование ядра с массой шесть просто путем непосредственного присоединения ядра дейтерия к ядру гелия (без того, чтобы образовывалось промежуточное ядро с массой пять). В действительности эта реакция исключительно маловероятна, но все-таки не невозможна, так что может образоваться малое количество лития шесть, из которого путем последовательного присоединения нейтронов получаются более тяжелые элементы. С такой же трудностью мы встречаемся и дальше, так как не существует устойчивого ядра с массой восемь, так что и здесь приходится прибегать к такому же объяснению.

На этом трудности не заканчиваются. Другая трудность, о которой нельзя умолчать, состоит в том, что если задаться начальной плотностью нейтронов, достаточно большой, чтобы могли образоваться тяжелые элементы не в бесконечно малом количестве, то получится пропорция гелия и водорода, которая не имеет ничего общего с действительностью (гелия будет гораздо больше, чем водорода, вопреки опытным фактам).

Итак, остается заключить, что эта теория неспособна объяснить, как образовались элементы, что, в конце концов, и следовало ожидать.

ЛЕКЦИЯ ЧЕТВЕРТАЯ

ПОИСКИ ПРИТЯЖЕНИЯ МЕЖДУ ЭЛЕКТРОНОМ И НЕЙТРОНОМ

(Редакция Каччапуоти)

Задача, которая возникает всякий раз, когда мы имеем две частицы, состоит в том, чтобы выяснить, какие силы действуют между ними. Как мы уже говорили, имеется девять элементарных частиц, в существовании которых мы уверены. Это означает, что число задач такого рода равно

$$\frac{9 \cdot 8}{2} = 36.$$

Однако следует учитывать, что не все эти 36 задач могут быть решены. Разрешение возможно только в ограниченном числе случаев; и классический (или по крайней мере наиболее классический) метод исследования сил, действующих между двумя частицами, состоит в наблюдении столкновения между этими частицами.

Действительно, в знаменитых исследованиях Резерфорда, касающихся области действия атомных ядер на альфа-частицы, применение этого метода позволило установить, что размеры атомного ядра малы по сравнению с размерами самого атома. Этот же метод с большим успехом применяют (хотя он и дает лишь частные результаты) для определения на основе эмпирических данных сил, действующих между протоном и нейтроном или протоном и протоном.

Вопрос, которому я посвящаю эту лекцию, имеет гораздо меньшее значение. Он также является задачей о взаимодействии двух частиц, однако последними являются такие элементарные частицы, между которыми действуют только очень слабые силы, если они вообще существуют. Эти частицы — нейтрон и электрон. Таким образом, мы обсуждаем следующую проблему: «силы, действующие между нейтроном и электроном».

Естественно, что в рассматриваемом случае отсутствуют кулоновские силы, потому что одна из частиц — нейтральная. Но между ними

все же действует сила электрической или электромагнитной природы, на существование которой было указано приблизительно десять лет назад и которая тогда же наблюдалась. Эта сила обязана своим происхождением небольшому магнитному моменту нейтрона, благодаря которому при прохождении нейтрона через магнитное поле он испытывает силу со стороны последнего. Поскольку же движущийся электрон образует магнитное поле, получается, что возможно магнитное взаимодействие между нейтроном и электроном.

Это обстоятельство было впервые предсказано теоретически Блохом и им же наблюждено в эксперименте, из которого были получены весьма важные следствия, в частности был развит метод поляризации нейтронов, т.е. метод получения пучка нейтронов, имеющих одинаковую ориентацию спинов.

Однако это взаимодействие мы не будем рассматривать, поскольку оно не того рода, который мы здесь обсуждаем. В связи с этим обстоятельством интересующие нас эксперименты должны исключить указанное взаимодействие. В этих опытах предпочтительно пользоваться немагнитными материалами, т.е. не парамагнитными и тем более не ферромагнитными атомами, чтобы отличный от нуля магнитный момент нейтрона не мог бы взаимодействовать с их магнитными моментами. Мы преднамеренно выбираем такие условия опыта, потому что собираемся узнать, существуют ли силы притяжения между нейтроном и электроном.

Рассмотрим нейтрон n и электрон e .

Почему можно думать, что две частицы могут передавать силу, действующую от одной к другой? Отчего, независимо от всех теоретических предположений, которые можно себе представить, остается открытым следующий вопрос: существуют или не существуют между этими двумя частицами притягивающие или отталкивающие силы существенно центрального характера.

В данном случае, однако, существует следующий более специальный аргумент, заставляющий предполагать наличие силы такого типа. По теории Юкавы, нейтрон в действительности не является строго нейтральной частицей, так как, согласно этой теории, имеет место непрерывный обмен, или непрерывная реакция в противоположных направлениях, которую запишем следующим уравнением:

$$n \rightleftharpoons p + \pi^{-}; \quad (1)$$

нейтрон может превращаться в протон и отрицательный мезон, который, как мы знаем, является π^- -мезоном, и обратно. По идее Юкавы, между обеими формами нейтрона (обе они, конечно, нейтральны) происходит непрерывный обмен, так что частица проводит некоторую часть времени в одной форме и остальную часть времени — в другой.

Имеются известные основания к тому, чтобы принять, что частица 80% всего времени находится в форме n и 20% в форме $p + \pi^-$. Эти цифры примерные и служат только для оценки порядков величины¹.

Итак, если мы хотим представить нейтрон весьма примитивной моделью, то мы можем сказать, что он существует то в виде частицы, лишенной заряда, то в виде протона, вблизи которого находится

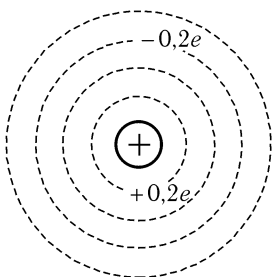


Рис. 1

отрицательный мезон, в согласии с уравнением (1). Конечно, этот отрицательный мезон может находиться с любой стороны по отношению к протону; в среднем получится распределение, имеющее сферическую симметрию относительно протона. Таким образом, мы можем описать нейтрон с статистической точки зрения как частицу, определенную средними значениями, взятыми по обоим состояниям. Мы сделаем это следующим образом.

В центре имеется в среднем положительный заряд, так как в течение 20% времени там находится протон; поэтому если в центре есть заряд, то, если так можно выразиться, он равен 0,2 элементарного заряда. Около этого центрального положительного заряда на варьируемом расстоянии и в произвольном положении находится отрицательный мезон; это означает распределение отрицательного заряда, полная величина которого имеет то же значение, но обратный знак, т. е. равна $-0,2$ элементарного заряда e .

Такова грубая электрическая модель, которую мы применяем для рассмотрения нейтрона. Тогда как нейтрон нейтрален в том смысле, что его полный заряд равен нулю, его электрическое поле не обращается в нуль повсюду, потому что положительный заряд локализован в цент-

¹Грубую оценку можно сделать на основе магнитных моментов: магнитный момент нейтрона приблизительно равен $-2M_0$, где M_0 — ядерный магнетон. Магнитный момент мезона по порядку величины равен $-10M_0$ (масса мезона порядка $1/10$ массы нуклона). Согласно принятой нами модели, надо предположить, что мезон существует около 20% всего времени, чтобы дать средний магнитный момент нейтрона, равный $-2M_0$.

ре, а отрицательный заряд диффузно распределен сферически вокруг этого центра (рис. 1). Если определить электрическое поле при таком распределении заряда, то очевидно, что на большом расстоянии от частицы поле исчезает и потенциал будет равен нулю; но если приблизиться к точке, находящейся внутри этого облака отрицательного заряда, то скажется действие центрального положительного заряда $0,2e$, не полностью заэкранированное распределением отрицательного заряда, так что в такой точке будет существовать электрическое поле. Это поле должно становиться тем сильнее, чем ближе точка находится к центру; в непосредственной близости от центра, где экранирующее действие практически прекращается, напряженность электрического поля такая же, какую создает заряд $0,2e$.

Таким образом, при приближении нейтрона к электрону мы можем ожидать согласно рассмотренной модели, что, когда частицы будут находиться весьма близко друг от друга, между ними возникнет взаимодействие. В действительности, если эта модель правильна, сила должна быть притягивающая и весьма короткодействующая, потому что мезонное облако около центра, естественно, имеет весьма малый радиус; в одной из предыдущих лекций мы указывали, что расстояние, на котором мезон находится от центра, имеет порядок так называемой комптоновской длины волны, рассчитанной для мезонной (а не для электронной) массы. Итак, радиус распределения заряда по порядку величины равен

$$\frac{\hbar}{\mu c} = \frac{h}{2\pi\mu c},$$

где h — постоянная Планка и μ — масса мезона; радиус имеет порядок величины 10^{-13} см.

Таким образом, если рассмотренный механизм имеет физический смысл, то мы имеем дело с силами, которые распространяются до 10^{-13} см. Но предварительно надо обсудить следующий вопрос.

Электрон, вероятно, нельзя рассматривать строго как точечный; если принять классическое пред-



Рис. 2

ставление об электромагнитной природе массы электрона, то мы должны будем приписать ему линейные размеры порядка 10^{-13} см или, мо-

жет быть, втрое большие. Поэтому можно схематически представить электрон и нейтрон в виде двух сфер, радиусы которых относятся как 2 : 1 или как 3 : 1; это представлено на рис. 2, хотя такому представлению нельзя придавать особого значения.

Но если принять это представление буквально, что, вероятно, незаконно, то мы должны будем сказать, что, как только часть электрона начнет проникать в мезонное облако, окружающее положительный заряд в нейтроне, начнет действовать и сила.

Итак, главная проблема, являющаяся объектом нашего исследования, состоит в отыскании двух вещей: прежде всего, не найдутся ли силы, гораздо большие, чем те, которые мы рассматриваем, между электроном и нейтроном, и, далее, если это не имеет места, удастся ли наблюдать те силы, происхождение которых мы только что описали.

Чтобы для общей ориентации выяснить, какого типа опыт надо произвести, нужно определить порядки величин, с которыми придется иметь дело, а это довольно легко.

Мы должны еще сделать следующее замечание, существенное для рассматриваемого вопроса. Чтобы как-либо подтвердить существование силы вышеописанного типа в опыте со столкновением, надо знать из теории, какие столкновения происходят между частицами при потенциале взаимодействия между ними, соответствующем нашей модели, и определить из него эффективное сечение столкновения. Это — весьма обычная задача квантовой механики, которая в случае сил, достаточно малых и короткодействующих, как в нашей модели, приводит к следующему результату: эффективное сечение зависит не от детального поведения потенциала, который мы назовем $U(r)$, но только от интеграла от $U(r)$, распространенного по всему объему V . Точнее, получается, что эффективное сечение определяется следующей формулой:

$$\sigma = \frac{m^2 b^2}{\pi \hbar^4}, \quad \text{где} \quad b = \int U(r) dV. \quad (2)$$

В этой формуле m — приведенная масса системы; мы увидим, что ее величина существенно влияет на результат.

Чтобы найти эффективное сечение столкновения между нейтроном и электроном согласно нашей модели, надо вычислить или оценить порядок величины b . Эта оценка нетрудна (мы произведем только оценку, опуская все численные коэффициенты, которые можно в последующем приписать), потому что порядок величины потенциала дается произ-

ведением центрального заряда, равного $0,2e$, на заряд e электрона, деленным на расстояние между зарядами. Чтобы получить b , надо взять интеграл от потенциала по всему объему; порядок величины интеграла определяется произведением потенциала на объем. Помимо численного множителя, объем дается кубом радиуса распределения заряда. Для оценки порядка величины радиуса распределения можем взять расстояние между зарядами, или радиус действия сил, т. е. $\hbar/\mu c$. В заключение найдем:

$$b \approx -\frac{0,2e \cdot e}{\hbar/\mu c} \left(\frac{\hbar}{\mu c}\right)^3, \quad \text{или} \quad b \approx -0,2e^2 \left(\frac{\hbar}{\mu c}\right)^2. \quad (3)$$

Нельзя ли сделать лучшую оценку? Мы увидим, что в настоящее время опыт еще крайне недостоверен, так что нельзя сделать больше, чем сравнение порядков величин. Но эксперимент, вероятно, усовершенствуется. Тогда возникнет проблема более точного сравнения результатов теории и опыта, чем грубое сопоставление порядков величин.

Но в настоящий момент, как мы говорили, нельзя сделать ничего лучшего. Причиной того, что нельзя сделать лучшего, как обычно, являются два недостатка теории Юкавы, о которых мы уже говорили в другой связи. Во-первых, нет единственной теории, а есть полдюжины их; можно сказать даже больше, чем полдюжины, потому что имеется еще неизвестная нам правильная седьмая теория. Во-вторых, даже если бы мы знали, что одна из шести известных теорий верна, наши математические методы теории поля крайне примитивны и дают бесконечности, которые мы иногда принимаем, а иногда исключаем довольно искусственным способом. Поэтому во многих случаях все шесть теорий (но не потому, что их именно шесть) приводят к неопределенным результатам, кроме того, правильная теория, вероятно, принадлежит не к числу этих шести.

Итак, в настоящий момент мы не можем указать большего, чем численную оценку такого рода, которая после подстановки в (3) числовых значений дает

$$b \approx -9 \cdot 10^{-46} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3. \quad (4)$$

Если мы хотим придать этой величине несколько более наглядное значение, то можно истолковать ее следующим образом. Соглас-

но нашему предположению, представим нейтрон как некоторую потенциальную яму, и тогда то, что мы вычисляем, есть интеграл по объему этой ямы. Образует некоторый стандартный объем, к которому будем всегда относить величины, и дадим потенциалу такое среднее значение, что произведение потенциала на стандартный объем

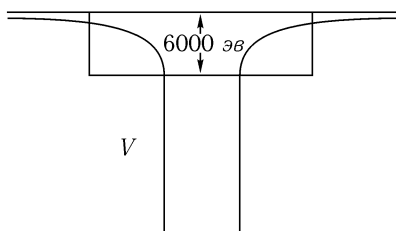


Рис. 3

будет равно величине b , даваемой (4); как обычно, мы использовали классический объем электрона в качестве стандартного (рис. 3). Если так сделать, то оказывается, что для потенциала надо взять среднее значение, равное около 6000 эв.

Из этого расчета можно получить представление о том, как мало это взаимодействие. Мы можем сопоставить его с силой, действующей

между нуклонами, например между протоном и нейтроном, стандартизированной тем же способом. Ее обычно представляют потенциальной ямой, имеющей классический электронный радиус, что соответствует потенциалу, равному около 15 Мэв, т. е. примерно в 2500 раз большему, чем потенциал взаимодействия между нейтроном и электроном.

Итак, если существуют силы этого типа между электроном и нейтроном, то их величина составляет около $1/2500$ величины силы между ядрами.

Может даже показаться, что положение еще хуже того, которое соответствует множителю 2500. Предполагая, что сила такого порядка величины действительно существует, вычислим, например, эффективное сечение столкновения между нейтроном и электроном, пользуясь формулой (2), которую мы перепишем снова:

$$\sigma = \frac{m^2 b^2}{\pi \hbar^4}.$$

В качестве массы надо подставить приведенную массу системы электрон-нейтрон; поскольку масса нейтрона много больше массы электрона, приведенная масса практически сведется к массе электрона, которая весьма мала и входит в (2) в квадрате.

Результат будет весьма малым: он составляет примерно $2 \cdot 10^{-37} \text{ см}^2$; такое эффективное сечение чрезвычайно мало по сравнению с эффек-

тивным сечением столкновений нейтрона с ядрами, которое обычно порядка 10^{-24} см^2 . Итак, получается разница в 10^{13} раз.

Как же можно надеяться заметить взаимодействие, которому отвечает в 10^{13} раз меньшее эффективное сечение столкновения, чем ядерное сечение?

Начнем теперь учитывать множители, на которых можно выиграть столько, что ситуация представится с более благоприятной точки зрения. Это прежде всего множитель, равный миллиону. В формулу (2) входит величина m , представляющая приведенную массу. Но правильно ли мы выбрали приведенную массу системы нейтрон-электрон? Мы поступили бы правильно, если бы и электрон и нейтрон были свободными частицами, т. е. если существовали только электрон и нейтрон в пустоте. В действительности электрон составляет часть атома, с которым он связан практически «жестко» по отношению к столкновениям с медленным нейтроном. Следовательно (и это можно подтвердить точным вычислением, с которым достаточно хорошо согласуется результат рассуждений), электрон в атоме не является свободным электроном и в рассматриваемых явлениях ведет себя, как связанный электрон.

Итак, система свелась к электрону, который находится в фиксированном положении по отношению к нейтрону; поэтому в качестве приведенной массы, входящей в формулу (2), надо взять массу нейтрона, которая примерно в 2000 раз больше массы электрона и входит в формулу в квадрате.

Таким образом, мы выиграли во множителе $4 \cdot 10^6$, который недостаточен, конечно, чтобы компенсировать множитель 10^{13} , но все же помогает. Можно еще без затруднений выиграть во множителе, равном примерно 50, беря достаточно тяжелый атом, имеющий, скажем, 50 электронов (различные опыты делались с ксеноном). Оба множителя вместе дают $50 \cdot 4 \cdot 10^6 = 2 \cdot 10^8$, который уже ближе к 10^{13} . Так или иначе, остается множитель 100 000; ясно, что мы не можем делать опыты с точностью до $1/100\,000$.

Те опыты, которые мы будем рассматривать, довольно трудны и в лучшем случае дают точность в $1/1000$.

Но есть другой важный фактор — интерференция. Явления этого типа рассматриваются волновой механикой. Наша проблема как бы представляет по существу столкновение нейтрона с атомом, состоящим из ядра и электронов. Волна, которая представляет нейтрон, рассеивается на ядре, образуя некоторую волну, и на различных электронах (из

которых мы сейчас будем рассматривать только один), давая другую волну. Эти две волны интерферируют, и так как взаимодействие нейтрона и ядра велико по сравнению с взаимодействием нейтрон-электрон, заключаем, что амплитуда результирующей волны будет состоять из большой части A , происходящей от рассеяния на ядре, и малой части a — от рассеяния на электроне. Интенсивность пропорциональна квадрату амплитуды волны; при рассеянии только на ядре она равнялась бы A^2 , а при учете электронов она равна $(A + a)^2 = A^2 + 2aA$ (опуская член a^2 , который весьма мал).

С другой стороны, интенсивность пропорциональна эффективному сечению. Обозначая $\sigma_{\text{яд.}}$ — сечение рассеяния на одном ядре и $\sigma_{\text{эл.}}$ — сечение рассеяния только на электронах, будем иметь:

$$\frac{\sigma}{\sigma_{\text{яд.}}} = \frac{A^2 + 2Aa}{A^2} = 1 + 2\frac{a}{A} = 1 + 2\sqrt{\frac{\sigma_{\text{эл.}}}{\sigma_{\text{яд.}}}},$$

откуда

$$\sigma = \sigma_{\text{яд.}} \left(1 + 2\sqrt{\frac{\sigma_{\text{эл.}}}{\sigma_{\text{яд.}}}} \right). \quad (5)$$

Но мы видели, что отношение эффективных сечений $\sigma_{\text{эл.}}/\sigma_{\text{яд.}}$ приблизительно равно $10^8/10^{13} = 10^{-5}$; в формулу (5), к счастью, входит квадратный корень из этого отношения, умноженный на 2, так что результат составляет около 1/100.

Итак, мы видим, что эффект интерференции, в котором учитывается рассеяние на ядрах, уменьшает различие в эффектах до 1%, тогда как мы отправлялись от 10^{-13} , что не стоило бы обсуждать.

Были сделаны две попытки изучить это явление, которые до последнего времени дали только частичные результаты, относящиеся всего лишь к порядку величин; однако, вероятно, опыты будут усовершенствоваться и в конце концов, я надеюсь, будет получен должный результат.

Опыт первого типа был произведен группой, возглавляемой Раби, другой опыт был произведен Л. Маршалл и автором. Оба эти опыта в существенном основываются на идее наблюдения вышеупомянутой интерференции, но схема опытов различна. Мы опишем подробно наши опыты, так как они нам лучше знакомы.

Идея опыта основана на рассеянии нейтронов благородным газом. В опытах применялся благородный газ ксенон.

Рассмотрим атом, состоящий из ядра и периферических электронов (рис. 4), и попытаемся наблюдать рассеяние нейтронного пучка на этом атоме. Длина де-бройлевской волны медленных нейтронов порядка $2 \cdot 10^{-8}$ см, т.е. имеет порядок величины линейных размеров атома ксенона (которые тоже порядка $2 \cdot 10^{-8}$); обе эти величины гораздо больше размеров ядра, практически точечного: его линейные размеры примерно в 20 000 раз меньше размеров атома и длины волны медленных нейтронов. Поэтому, если бы не сказывалось действие электронов (мы его на момент исключим) и если бы рассматривалось просто рассеяние волны на точечном ядре, получилась бы строгая сферическая симметрия, потому что длина волны во много раз больше размеров того препятствия, какое представляет ядро. Но на это действие ядра, являющееся главным, должен накладываться эффект от электронного облака, распределенного, как мы уже говорили, по области порядка длины волны.

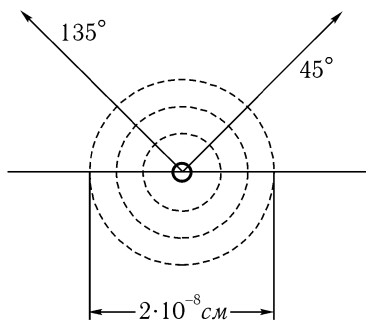


Рис. 4

Если теперь наблюдать излучение нейтронов в каком-либо определенном направлении, то обнаружатся явления дифракции, поскольку электроны распределены по области порядка длины волны. Итак, можно ожидать, что если наблюдать, например, интенсивность рассеяния нейтронов под углами 45 и 135° по отношению к падающим нейтронам, то получится различие; наблюдая это различие, можно заключить, каков эффект электронов.

Повторяю: если никак не сказывается действие электронов, то интенсивность в обоих направлениях должна быть одинаковой; электроны создают небольшое различие путем интерференции.

Опишем теперь методику опыта.

В подобном опыте весьма полезно располагать огромными интенсивностями нейтронов, которые могут получаться в урановом котле. Котел окружен толстым цементным защитным экраном; в этом экране есть большое отверстие, диаметром в 1,5 м, идущее внутрь котла; отверстие не пустое, а заполненное графитом (рис. 5). Этот графит представляет так называемую «термическую» колонну; в действительности

эта колонна лежачая. В некоторых установках, действующих по тому же принципу, эта колонна действительно вертикальная; поэтому она

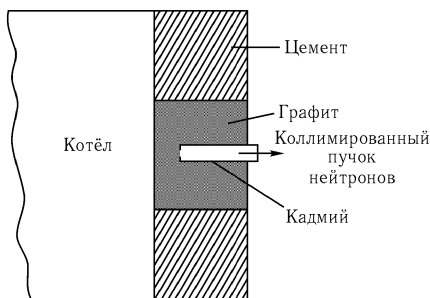


Рис. 5

была названа колонной, и название удержалось. Назначение этого графита состоит в том, чтобы отделить медленные нейтроны от нейтронов всех энергий, производящихся в котле. Нейтроны, входящие в графит, испытывают большое число столкновений на атомах углерода, из которого состоит графит, и в этих столкновениях теряют энергию. Поэтому, пройдя через относительно тонкий слой графита, все быстрые

нейтроны будут практически исключены, и на выходе из термической колонны останутся только нейтроны со скоростями, соответствующими тепловому возбуждению, которые и нужны для опыта. Далее, необходимо, чтобы пучок тепловых нейтронов был достаточно хорошо коллимирован, что достигается следующим способом. В середине термической колонны делается цилиндрический канал вдоль оси, окруженный кадмиевой трубкой. Кадмий является таким веществом, которое сильно поглощает медленные нейтроны (поглощаются практически все 100%). Внешний конец трубки закрыт кадмиевым экраном, имеющим центральное отверстие; получается такой коллиматор, что только прошедшие через него нейтроны могут уйти из отверстия. Таким путем образуется хорошо коллимированный нейтронный пучок значительной интенсивности. На рис. 6 изображен коллиматор нейтронов вместе с измерительным аппаратом. Пучок нейтронов входит в этот аппарат, представляющий собой сосуд, который может быть либо эвакуирован, либо наполнен ксеноном. На рис. 6 показана только часть, сделанная из кадмия, существенная для нейтронов. Все это заключено, конечно, в латунный сосуд, чтобы удержать газ. В верхней части кадмиевой оболочки находятся два окошка, против которых помещены два счетчика, позволяющие зарегистрировать нейтроны, рассеянные под углами 45° и 135° к направлению падения. Нейтроны, проходящие через газ, заключенный в сосуде, испытывают такие столкновения, что часть из них попадает в первый счетчик, а часть — во второй; по

существу, измеряя отношение чисел нейтронов, попадающих в первый и во второй счетчики, мы находим отношение интенсивностей рассеяния в обоих направлениях.

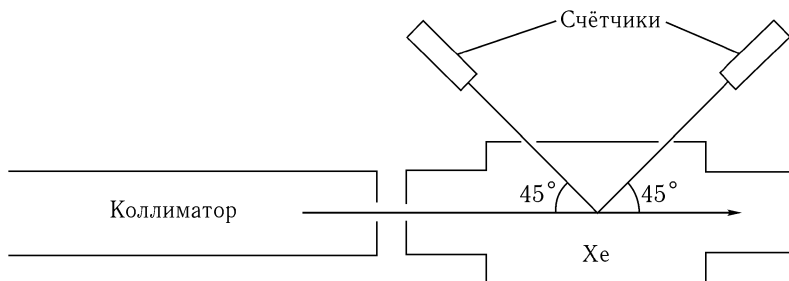


Рис. 6

Результат измерения требует большого числа поправок, но мы их касаться не будем. Когда эксперимент был завершен, результат получился следующий: отношение интенсивности рассеяния под углом 45° к интенсивности рассеяния под углом 135° слегка отличается от единицы, а именно:

$$\frac{I_{45^\circ}}{I_{135^\circ}} = 1,0235 \pm 0,0085.$$

Тем не менее это отличие обязано главным образом (может быть, и полностью, но во всяком случае в большей части) побочному явлению. Ксенон имеет атомный вес 130, т.е. гораздо больший, чем нейтрон, атомный вес которого 1, тем не менее отношение весов не бесконечно. Если бы отношение двух масс было бесконечно, надо было бы рассматривать столкновение как процесс, в котором атом ксенона неподвижен, а нейтрон от него отскакивает. В действительности же в этом столкновении слегка движется центр тяжести. Поэтому надо путем весьма элементарного вычисления отнести столкновение к центру тяжести обеих частиц. Если так сделать, то окажется, что искомое отношение должно было бы равняться 1,022, что весьма близко к наблюдаемой величине. Таким образом, если вычесть из экспериментального отношения 1,022, то остаток, обязанный искомому эффекту, а не другим малым поправкам, окажется весьма малым. Вероятность полного отсутствия эффекта не пренебрежимо мала; во всяком случае будем считать наилучшим

результат, выраженный так: потенциальная яма имеет глубину, заключенную в пределах 0 ± 5000 эв.

Итак, описанный опыт дал скорее отрицательный результат, потому что ожидаемое значение было 6000 эв, пусть даже и с большой неопределенностью. Во всяком случае надо прежде всего помнить, что теоретическая оценка легко может быть ошибочной; иные экспериментальные ошибки тоже оцениваются из предположений, которые не всегда достоверны. Поэтому можно сказать, что ошибка, оцененная как ± 5000 , в действительности равна $\pm 10\,000$ и что существовал ряд неудачных совпадений, приведших к накоплению малых ошибок в одном направлении. Во всяком случае кажется очевидным, что нет определенного противоречия между результатами теории и эксперимента.

Мы думаем, что в будущем этот эксперимент, несомненно, может быть весьма усовершенствован. В частности, мы убеждены, что ошибка эксперимента может быть уменьшена настолько, что удастся выйти из нынешнего неприятного положения и выяснить в принципе, есть ли согласие между теорией и экспериментом. В настоящий момент все, что можно сказать на основе опыта, это то, что нет другого, более важного эффекта, а тот эффект, который мы ищем, может существовать, а может и отсутствовать.

Метод Раби основывается, несомненно, на той же теоретической идее, но схема опыта совсем иная. В опытах Раби применялись монохроматические нейтронные пучки. При монохроматизации нейтронов происходит определенная потеря интенсивности, так что интенсивность недостаточна, чтобы привести точный опыт по рассеянию; поэтому ограничиваются измерением полного эффективного сечения столкновения. Более того, по соображениям интенсивности нельзя применять газ, а приходится обратиться к жидкости (опыты производились с жидким свинцом и висмутом). Опыт состоит в весьма точном определении зависимости эффективности сечения от энергии нейтронов.

Измеряя эффект, обязанный одному ядру без электронов и без других ядер, надо ожидать, что в области энергий около $0,01$ эв сечение будет оставаться постоянным при изменении энергии. Если существует малый эффект, обязанный электронам, то надо учитывать, что длина волны электронов обратно пропорциональна их скорости, т.е. обратно пропорциональна квадратному корню из энергии.

При переходе к достаточно большим энергиям (или к достаточно малым длинам волн) эффект от электронов будет уничтожать-

ся интерференцией, потому что фазы волн, связанных с различными электронами, окружающими ядро, в среднем противоположны. Наоборот, при переходе к меньшим энергиям, т.е. к возрастающим длинам волн, эта интерференция эффектов, происходящих от различных электронов, постепенно уменьшается и явление можно рассчитать. Итак, можно сказать, что если нет эффекта от электронов, то сечение в нашем приближении будет постоянным при изменении энергии, в противном случае, если этот эффект существует, мы должны наблюдать небольшое отклонение эффективного сечения от постоянной величины.

В опыте есть один неприятный момент: в действительности даже одни ядра не должны давать постоянное сечение из-за интерференционных явлений на самих ядрах. Речь идет о явлении, весьма подобном тому, которое наблюдается при прохождении рентгеновских лучей через жидкость. Жидкость имеет свойство корреляции между положениями различных ядер, несколько напоминающее аналогичное свойство кристалла, что дает повод к явлениям интерференции. Поэтому и одни ядра должны давать, и в действительности дают, изменение эффективного сечения в зависимости от энергии; сечение почти постоянно при малой энергии, но меняется при большой энергии.

Ясно, что опыт, имеющий целью установить возможный эффект электронов, должен быть сделан в такой области энергии, где возмущение, происходящее от интерференции, на ядрах очень мало. Во всяком случае, остаток от этого возмущения всегда составит элемент неопределенности описываемого опыта, даже если грубая оценка покажет, что такое возмущение действительно достаточно мало.

Как бы то ни было, данные Раби оставляют такое впечатление, что потенциал, по всей вероятности, отрицателен и имеет тот же порядок величины, что и теоретический. Точнее, кажется, что экспериментальное значение может быть меньшего порядка величины, но, вероятно, не большего, чем теоретическое.

Таковы заключения, к которым приводят опыты. В этих опытах, как отмечалось, возможны и весьма желательны улучшения; весьма вероятно, что через год или два в эту проблему будет внесена достаточная ясность. Если это будет так, то можно будет иметь большую уверенность, чем сегодня, в описанном нами механизме, согласно которому нейтрон состоит некоторую часть времени из положительного заряда и мезона, который находится поблизости от него.

С качественной точки зрения этот результат позволит заключить, по крайней мере отчасти, какая мезонная теория верна, или хотя бы исключить теории, противоречащие опытным фактам.

Пока не будут найдены другие и более точные методы выполнения этих опытов, лично автор не верит, что путем простого усовершенствования нынешних опытов возможно будет получить большее, чем, быть может, значение среднего потенциала: (-4000 ± 1000) . Вероятно, это будет результат, близкий к тем пределам, с которыми могут согласоваться нынешние эксперименты, но, во всяком случае, он будет иметь определенную ценность, и надо работать в этом направлении, чтобы видеть, к чему можно прийти.

ЛЕКЦИЯ ПЯТАЯ

ЯДЕРНЫЕ ОРБИТЫ

(Редакция Аджено)

Одна из важнейших задач ядерной физики следующая: зная число протонов и нейтронов, из которых состоит ядро, вычислить энергию связи его основного состояния. Естественно, что можно расширить программу, заключенную в этом определении, и пожелать определить, кроме энергии связи, и все другие величины, относящиеся к данному ядру, как, например, его собственный момент количества движения, магнитный момент и т. п.

Совершенно аналогичная задача уже встречалась и по существу была решена в атомной физике. В этом случае был дан атомный номер атома, состоящего из центрального ядра с заданным электрическим зарядом и соответствующего числа электронов; для него одна из важнейших задач состоит в определении энергии связи системы, обычно находящейся в своем основном состоянии.

В случае атома решение этой задачи является частным не потому, что мы не знаем принципы, по которым следует искать точное решение, а потому, что математические вычисления слишком сложны, чтобы их можно было эффективно провести. Частное решение основывается, как хорошо известно, на следующей идее. Атом состоит из центрального ядра с положительным зарядом Ze и из Z электронов. Обратим теперь внимание на один определенный электрон; остальные $(Z - 1)$ электронов образуют род облака отрицательного электричества, окружающего ядро. Тогда рассматриваемый электрон движется в поле, созданном зарядом Ze ядра и отрицательным электрическим зарядом $-(Z - 1)e$ остальных электронов. Приближение, которое всегда делают и которое приводит к известному качественному пониманию, а часто и к количественному определению свойств атома, состоит в том, что поле, происходящее от многочисленных и быстро движущихся электронов, рассматривают как центральное статическое поле. Таким способом задача для каждого электрона приводится к задаче об одной частице, движущейся в заданном потенциальном поле. Эту задачу относительно просто

решить. Естественно, что это — довольно грубое приближение, однако имеются две причины, которые делают его гораздо лучшим, чем могло бы показаться с первого взгляда. Прежде всего вклад ядра, заряд которого составляет немного более 50% всего заряда, производящего поле, учтен правильным образом. То, что описано неправильным образом, есть, конечно, вклад электронов, поскольку пренебрегают их быстрым движением и точечностью их зарядов. Во всяком случае, сила, с которой эти электроны действуют на тот определенный электрон, на котором мы сосредоточили внимание, суть кулоновские силы с потенциалом e^2/r . Таким образом, речь идет о силах, ослабевающих достаточно медленно при увеличении расстояния и еще заметных на значительном расстоянии от частицы, которая их производит.

Итак, можно утверждать, что на один определенный электрон довольно заметно действует большое число электронов (по крайней мере в случае, когда Z — достаточно большое число), так что статистическое рассмотрение вышеописанного типа способно представить совместное действие индивидуальных электронов известным облаком статического электричества и в действительности дает не слишком плохое приближение. Исходя из подобной идеи, можно попытаться построить приближенную теорию ядра, которая, в частности, отвечала бы требованиям, поставленным вначале.

Рассмотрим ядро, состоящее из Z протонов и N нейтронов, и предположим, что оба эти числа достаточно велики. Сила, действующая на одну определенную частицу, например на некоторый протон, производится всеми остальными частицами, т.е. $Z - 1$ протоном и N нейтронами. Спрашивается, можно ли представить результирующую силу некоторым подобием среднего поля, не зависящего от времени, как это имеет место в случае атомных электронов?

Еще совсем недавно на этот вопрос давался отрицательный ответ. Говорилось, что этот прием будет гораздо грубее для случая ядра, чем для случая атома, потому что два аргумента, приведенные в его пользу, неприменимы к ядру. С одной стороны, в ядре нет центрального заряда, который один определяет большую часть потенциальной энергии; с другой стороны, силы, производимые нуклонами, суть типичные силы с коротким радиусом действия. В применении к ядру получилась бы весьма грубая модель. Так как она состоит из определенного числа более или менее плотно упакованных частиц в определенном расположении, можно заключить, что частицы, действующие на один определен-

ный нуклон, малочисленны. Это только те нуклоны, которые находятся с данным нуклоном в соприкосновении (если можно придать смысл такому выражению). Следовательно, статистический характер явления гораздо слабее выражен, чем в случае атома.

Так говорилось приблизительно года два назад. Но постепенно накопился опытный материал, который, по всей видимости, указывает, вопреки приведенным выше отрицательным аргументам, что с помощью схематизации указанного типа можно получить некоторые результаты. Конечно, еще и сегодня неизвестно, до какого пункта можно дойти, основываясь на подобной идее.

Прежде чем перейти к изложению, необходимо упомянуть об одной модели ядра, которая применялась и применяется во многих случаях и позволяет получить много приближенных результатов. Речь идет о капельной модели, которая исходит из аналогии между ядром и жидкой каплей, причем нуклоны отвечают молекулам жидкости. Эта капельная модель до некоторой степени отвечает схеме, представленной на рис. 1.

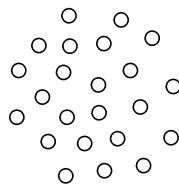


Рис. 1

Основываясь на ней, мы видим, что частица, находящаяся внутри ядра, со всех сторон окружена нуклонами; поэтому энергия совокупности содержит член, пропорциональный объему ядра или числу частиц, его составляющих. Наоборот, к частицам, находящимся вблизи поверхности ядра, приложена иная система сил, чем к другим нуклонам, потому что они оказываются в соприкосновении только с частью нуклонов, окружающих частицу в объеме.

Развивая это представление, построенное на очень простых и полупэмпирических аргументах, можно написать грубую формулу, которая позволяет достаточно хорошо решить задачу, поставленную вначале, об определении энергии связи ядра. С помощью этой формулы можно прямо представить массу ядра с массовым числом A и атомным номером Z . Эта формула имеет следующий вид:

$$M(A, Z) = 0,99391A - 0,00085Z + 0,014A^{2/3} + \\ + 0,083 \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A} + 0,00063 \frac{Z^2}{A^{1/3}} + \delta. \quad (1)$$

Эта формула, по которой масса в основном пропорциональна числу нуклонов, не представляет их совокупной массы. В действительности

масса одного нуклона близка к 1,008 массовой единицы; напротив, коэффициент при соответствующем члене меньше из-за потери массы, отвечающей энергии связи. Третий член можно истолковать как энергию, обязанную поверхностному натяжению. Действительно, он пропорционален поверхности ядра, так как радиус ядра пропорционален числу нуклонов в степени $1/3$, его поверхность пропорциональна $A^{2/3}$. Коэффициент 0,014 определен эмпирически.

Мы не будем подробно останавливаться на происхождении следующего, четвертого члена. Очевидно, что он принимает минимальное значение, когда $A = 2Z$, т.е. когда ядро имеет равное число нейтронов и протонов; по существу в этом члене учтен тот опытный факт, что наиболее устойчивые ядра имеют тенденцию содержать равное число частиц того и другого рода.

Пятый член имеет весьма простой смысл: это не что иное, как кулоновская энергия. Действительно, он пропорционален квадрату заряда и обратно пропорционален радиусу ядра ($r \sim A^{1/3}$).

Наконец, имеется член (мы обозначили его буквой δ), который является ступенчатой функцией от A и Z . Точнее, он учитывает тот эмпирически отмеченный факт, что различные ядра более или менее устойчивы в зависимости от четности или нечетности числа протонов и нейтронов. Эти числа могут быть оба четные, либо оба нечетные, или одно четное, а другое нечетное, как показано в табл. 1. Устойчивость в зависимости от четности при прочих равных условиях заметно возрастает в направлении, указанном стрелкой. Значения δ , подобранные так, чтобы правильно представлять опытные факты, приведены в третьем столбце.

Таблица 1

Z	N	δ
Четн.	Четн. $\uparrow$	$-\frac{0,036}{A^{3/4}}$
Четн.	Нечетн.	} 0
Нечетн.	Нечетн.	
Нечетн.	Четн.	$+\frac{0,036}{A^{3/4}}$

Строение формулы (1), являющейся, как было сказано, полуэмпирической, подсказано капельной моделью ядра, действительно весьма простое и дается характером поставленной задачи. В то же время это

весьма эффективная формула, потому что она неожиданно точно представляет массы ядер по всей периодической системе.

Можно, конечно, пожелать изучить вопрос более детально и спросить, до какого пункта эта формула хороша и какие ошибки получаются, если ей следовать.

В общем, формула дает результаты, согласные с опытом, но в деталях остаются неправильности, которые не могут быть представлены с ее помощью. Рассмотрим, например, все ядра, отвечающие определенному значению отношения Z/A , и представим дефекты массы, даваемые формулой (1), на графике, откладывая по абсциссе массовое число A . Тогда, отвлекаясь от шестого члена, которым мы здесь не будем заниматься, получим непрерывный график типа, показанного на рис. 2. Оказывается, что действительный ход зависимости в общем хорошо следует этой линии, но имеются местные отклонения (пунктирная кривая на рис. 2). Особые точки отвечают вполне определенным значениям чисел нейтронов и протонов. Эти значения, которые обычно называются «магическими числами», суть следующие: 2, 8, 20, 50, 82, 126. Мы не будем слишком подробно останавливаться на различных свойствах этих чисел. Ограничимся только замечанием, которое можно сделать на основе рис. 2, что эти числа отвечают особенно устойчивым ядрам. Экспериментальная кривая на рис. 2, отрезок которой представлен в увеличенном виде на рис. 3, не является в действительности непрерывной: абсцисса означает число частиц, следовательно, кривая представляет последовательность точек, отстоящих по абсциссе на единицу.

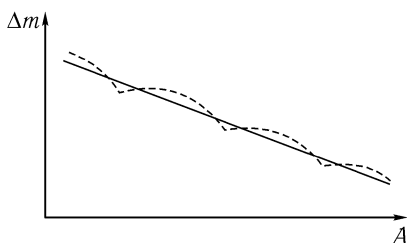


Рис. 2

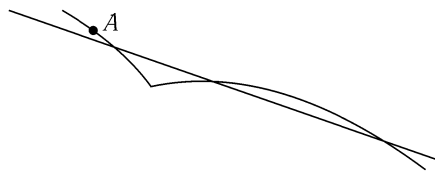


Рис. 3

Будем исходить из точки, подобной A , которая расположена несколько раньше угла. Дефект массы от прибавления одной частицы к ядру особенно сильно увеличивается вблизи угла. В точках до угла

отдельные частицы в ядре особенно сильно связаны. Наоборот, сразу после угла возрастание связи особенно мало. После этой точки частицы сначала слабо связаны, потом при увеличении массового числа постепенно становятся связанными сильнее; затем повторяется то же положение, которое имело место около точки A , предшествуя новому разрыву непрерывности.

Другими словами, положение здесь аналогично тому, которое наблюдается у атомов. K -электроны связаны сильнее всех, затем идут L -электроны, заполняющие вторую оболочку, которой тоже отвечает значительная энергия связи. Следующий электрон слабо связан, но энергия связи постепенно возрастает по мере прибавления новых электронов, пока не приходят к следующей заполненной оболочке, и т. д.

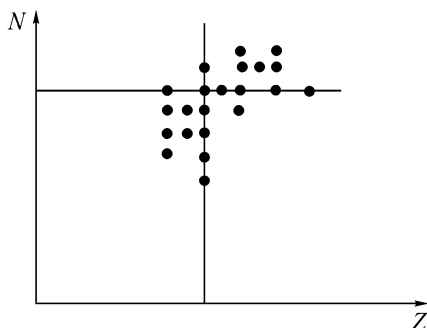


Рис. 4

Экспериментальные данные, на которых основаны сведения о ядерных оболочках, большей частью такого же рода, как и вышеизложенные. Представим устойчивые ядра на обычной диаграмме, откладывая по абсциссе числа протонов, а по ординате — числа нейтронов (рис. 4), и обратим внимание на число изотопов, отвечающих определенным значениям N или Z . Оказывается, что когда, например, число протонов отвечает одному из магических чисел, то число изотопов больше обычного. Это происходит из-за большой устойчивости таких ядер; соседние ядра превращаются в них путем β -переходов. То же имеет место, когда число нейтронов N является магическим числом.

Имеются данные и другой природы. Если рассмотреть, например, относительные космические распространенности элементов, то оказы-

ваются, что ядра, в которых N или Z — магические числа, особенно распространены. При желании можно насчитать еще с полдюжины фактов такого же характера. Ограничимся одним, который относится к поведению тяжелых ядер и к магическим числам 82 и 126.

Сиборг путем бомбардировки частицами с очень большой энергией, полученными на гигантском берклевском циклотроне, недавно весьма расширил таблицу α -радиоактивных элементов. На краю периодической системы, где находятся радиоактивные элементы, удалось создать и отождествить огромное число ядер, испускающих α -частицы, и определить энергию этих частиц. И это не только для ядер, соседних с кривой устойчивости, но и для достаточно удаленных от нее областей диаграммы. Пользуясь данными Сиборга и откладывая в третьем измерении над плоскостью (N, Z) дефекты массы, можно построить при минимуме предположений трехмерный график (род географической карты) хода дефекта массы в этой области, пересекаемой магическими линиями, отвечающими 82 протонам, 82 нейтронам и 126 нейтронам. То, что получается в трех измерениях, аналогично графику, представленному на рис. 2 в двух измерениях.

Итак, оказывается, что и в строении ядер положение подобно тому, которое имеется в периодической системе элементов, и это наводит на мысль, что, вопреки аргументам, выдвинутым вначале, можно говорить и об орбитах в ядре. Поле, действующее на нуклоны внутри ядра, представляется, как обычно, в виде потенциальной ямы; потенциал равен нулю вне определенной области, которая, грубо говоря, совпадает с размерами ядра и быстро падает до весьма низкого значения вне ядра. Ход потенциала вдоль диаметрального сечения ядра подобен кривой на рис. 5. Рассмотрим теперь, какова будет последовательность орбит нуклона, помещенного в такое поле. Разумеется, чтобы сделать условия более определенными, надо предположить, что потенциальная яма — строго прямоугольная. Эта задача решается довольно легко и приводит к следующим результатам. Будем употреблять спектроскопические обозначения для момента количества

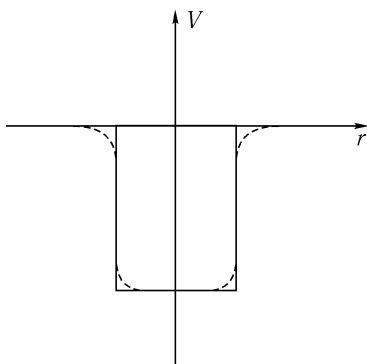


Рис. 5

движения: символы s, p, d, f, g, h, i означают, что момент l , измеренный в единицах $\hbar/2\pi$, равен соответственно 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6. Соответствующая последовательность орбит показана в табл. 2.

Если делать вычисления с прямоугольной потенциальной ямой, то различные орбиты в их последовательности будут разделены почти равными интервалами. Если, наоборот, немного закруглить углы ямы, интервалы становятся неравными и орбиты группируются, как отмечено в таблице фигурными скобками. Второй столбец в таблице показывает наибольшее число частиц, которые можно поместить на каждой орбите в согласии с принципом Паули. Это число определяется, как в атомной физике, и равно $4l + 2$, где l — азимутальное квантовое число. Например, на s -орбите могут поместиться два одинаковых нуклона, нейтрона или протона, на p -орбите — шесть и т. д.

Таблица 2

Орбита	Число частиц	Орбита	Число частиц
$\{1s$	2	$\{1h$	22
$\{1p$	6	$\{2f$	14
$\{1d$	10	$\{3p$	6
$\{2s$	2	$\{1i$	26
$\{1f$	14	$\{2g$	18
$\{2p$	6	$\{3d$	10
$\{1g$	18	$\{4s$	2
$\{2d$	20		
$\{3s$	2		

Если бы положение у ядер точно отвечало вышеприведенной таблице, то можно было бы на основе ее сделать следующие предсказания. Первая орбита заполняется двумя нуклонами, протонами или нейтронами, завершающими первую группу. Итак, число 2 есть одно из магических чисел. Вторая группа совпадает со второй орбитой и заполняется шестью частицами, что вместе с двумя предшествующими дает число 8 в качестве второго магического числа. Третья группа состоит из двух орбит, на которых вместе имеется 12 частиц, так что третье магическое число должно равняться 20. До сих пор, как мы видим, все идет хорошо и предсказания согласуются с опытом. Но после этого модель перестает действовать, потому что предсказанные магические числа получаются 40, 70 и 112 вместо 50, 82 и 126.

В отношении последнего Финберг и Нордгейм в двух недавних публикациях пытались изменить положение, допуская (в действительности совершенно произвольным образом), что орбиты могут быть переставлены должным образом в предшествующей таблице. Ввиду того что мы очень мало знаем о ядерных силах, имеется, очевидно, известная свобода обращения с предметом, но эти вынужденные перестановки кажутся совершенно неоправданными. Здесь мы не будем заниматься этими попытками, а перейдем к другим, независимо предложенным М. Майер и Суэссом. Они исходят из идеи, что имеет смысл говорить о состоянии отдельного нуклона в ядре, подобно тому как говорят о состоянии отдельного электрона в атоме, определяя его сочетанием собственного и орбитального моментов.

Спин частицы может ориентироваться параллельно или антипараллельно орбитальному моменту, так что каждому значению l в действительности отвечают два состояния, одно с результирующим моментом $l + 1/2$ и другое с моментом $l - 1/2$. Можно допустить, что между этими двумя энергетическими уровнями имеется достаточно большое расстояние. Точнее, чтобы прийти в согласие с экспериментальными результатами, надо допустить, что это расстояние достаточно быстро возрастает с l , причем при малых значениях l не сильно изменяется вышеописанная схема; различие начинает сказываться при больших значениях l и выглядит следующим образом.

Первые три группы остаются неизменными. К четвертой группе присоединяется одна из двух орбит, на которые распадается орбита $1g$ пятой группы, точнее, орбита, имеющая результирующий момент $4 + 1/2 = 9/2$. Аналогично, одна из двух орбит, на которые расщепляется орбита $1h$ шестой группы, присоединяется к орбитам пятой группы и т. д. В результате группы оказываются видоизмененными, как это можно видеть из данных, приведенных в табл. 3.

Вычисляя, как раньше, число частиц в каждой группе, мы получим числа последнего столбца. Так получаются следующие магические числа: 2, 8, 20, 50, 82, 126, как и следует из опыта.

Так, из очень простых предположений удастся точно предвидеть значение магических чисел. Можно, естественно, рассмотреть конкретный случай и подобрать для него более точные обозначения, чтобы представить действительное положение.

В этой области есть ряд весьма показательных фактов. Мы ограничимся следующими. Имеется экспериментальный факт, что все яд-

Таблица 3

Группа	Орбита	Число частиц
I	$1s$	2
II	$1p$	6
III	$1d \quad 2s$	12
IV	$1f \quad 2p \quad 1g_{9/2}$	30
V	$1g_{7/2} \quad 2d \quad 3s \quad 1h_{11/2}$	32
VI	$1h_{9/2} \quad 2f \quad 3p \quad 1i_{13/2}$	44

ра, содержащие четные числа протонов и нейтронов, имеют нулевой собственный момент количества движения. Это означает, что если, например, к ядру, имеющему нечетное число нейтронов, присоединяется еще один нейтрон, то новая частица так присоединяется к предыдущим, чтобы результирующий собственный момент количества движения равнялся нулю.

Рассмотрим ядро, в котором число протонов имеет четность, противоположную числу нейтронов; например, ядро с нечетным Z и четным N . Мы можем сказать, что оно состоит из четного числа протонов и четного числа нейтронов, к которым присоединен один нечетный протон. Разумно предположить, что все частицы, за исключением этой последней, соединяются попарно, так, чтобы давать результирующий момент количества движения, равный нулю. Поэтому результирующий момент количества движения ядра и его магнитный момент существенно обязаны действию непарного протона. То же можно сказать, если непарная частица — нейтрон.

Итак, рассмотрим для примера ядра описанного типа, которые получатся путем последовательного заполнения оболочек четвертой группы, имеющие числа протонов (или нейтронов), равные каким-либо числам между 21 и 50, и четное число нейтронов или протонов. Если момент количества движения таких ядер действительно обязан непарным нуклонам, то значение ядерного спина может быть связано только с их орбитами. Поэтому спин ядра может иметь следующие значения: $9/2$ в случае состояния $1g$, $9/2$, $3/2$ и $1/2$ в случае p -состояний, $7/2$ и $5/2$ в случае f -состояний. Таковы значения спина, возможные для рассматриваемых ядер.

Возможностей, действительно, немало, но можно сделать условия более ограниченными, рассматривая и значения магнитного момента.

Одно и то же значение ядерного спина можно получить, например, складывая собственный и орбитальный моменты непарной частицы ($l + 1/2$) или вычитая собственный момент из орбитального ($l - 1/2$). Но значение магнитного момента показывает, имеет ли место первый или второй случай, поскольку оно получается различным. Если речь идет о протоне, то азимутальное квантовое число l связано с магнитным моментом в l ядерных магнетонах; наоборот, если речь идет о нейтроне, то магнитный момент равен нулю, потому что нейтрон не имеет заряда и его орбитальное движение не производит магнитного момента.

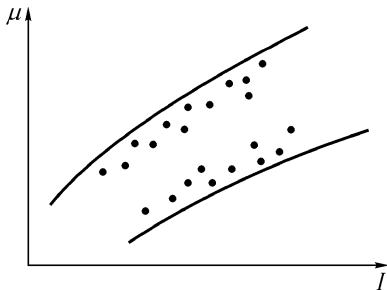


Рис. 6

Сюда прибавляется в случае протона внутренний магнитный момент, равный приблизительно $+2,7$ ядерного магнетона, а для нейтрона он равен $-1,9$ тех же единиц. Складывая эти векторы по правилу Ланде, можно вычислить, каким должен быть магнитный момент ядра в разных случаях.

В действительности нельзя сказать, чтобы экспериментальные значения слишком хорошо согласовались с теоретическими. Если, например, отложить на абсциссе значения спина 1, а на ординате — значения магнитного момента, то получатся, согласно излагаемой простой теории, две кривые, отвечающие рассмотренным выше двум случаям. Однако экспериментальные значения не лягут на эти две кривые, а распределятся по плоскости примерно так, как это показано на рис. 6. Все же во многих случаях так или иначе ясно, к какой из двух категорий принадлежит ядро, так что можно решить без произвола, какое значение l приемлемо.

Применяя этот метод ко всей последовательности ядер, находим около пятидесяти случаев, в которых можно эффективно получить эти данные, и во всех этих случаях, за несколькими исключениями, кажется, что получается правильное описание механического и магнитного моментов атомных ядер.

Итак, по-видимому, в нашей модели есть нечто верное, хотя она еще далеко несовершенна; во всяком случае, есть вполне определенные эмпирические указания на существование ядерных орбит.

Возникают, следовательно, различные теоретические вопросы, и прежде всего надо выяснить, предполагая, что можно говорить о ядерных орбитах (пусть только приближенно), каким образом отрицательные аргументы, приведенные вначале, в действительности не имеют того значения, которое им приписывалось. Далее, экспериментальные факты указывают на сильную связь между спином и орбитой, ответственной за то расщепление уровней, которое нужно было предположить для объяснения магических чисел; интересно выяснить, какова физическая причина для этой взаимной энергии.

Мы можем указать только некую, довольно зыбкую идею, возможно содержащую известный частичный ответ на эти два вопроса.

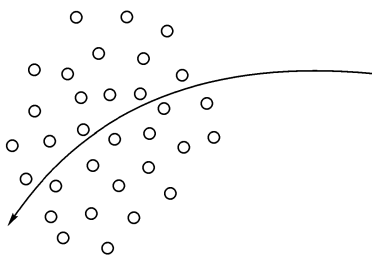


Рис. 7

Тот факт, что в ядре, по-видимому, существуют состояния индивидуальных нуклонов, вероятно, может быть подтвержден следующим образом.

Рассмотрим область ядерного вещества и некоторый определенный нуклон, пробегающий известную траекторию (рис. 7). Очевидно, что будет законно или незаконно говорить о ней, как об одном из ядерных состояний, в зависимости от того, имеет ли место

одно из двух следующих положений. Если средний свободный пробег на одно столкновение, внезапно изменяющее траекторию, — короткий, то результирующая орбита будет полностью нарушена. Если, наоборот, свободный пробег имеет по крайней мере длину орбиты, так что нуклон сможет пробежать ее хотя бы один раз, то можно будет с известным основанием говорить об орбите, или о состоянии.

Если вычислить средний свободный пробег на основе эффективных сечений для столкновения нуклонов, то он, действительно, окажется очень коротким, что и выдвигалось много раз как аргумент против существования орбит. Но в этой оценке, кажется, осталось без рассмотрения одно обстоятельство, а именно, влияние принципа Паули. Последнее можно учесть следующим образом. Нуклон, на котором мы сосредоточили внимание, движется через облако других нуклонов. Это облако можно, хотя бы с известным приближением, рассматривать как вырожденный нейтронный и протонный газ. Если произойдет столкновение, то оно будет сопровождаться обменом энергии, в котором уменьшится

либо энергия нуклона из газа, либо энергия падающей частицы. Но это запрещено принципом Паули, потому что тогда одна из этих частиц должна попасть в зону малых энергий, где все уровни заняты. Поэтому можно, по-видимому, заключить, что средний свободный пробег следует вычислить по эффективному сечению, но исключить возможность всех тех столкновений, которые несовместимы с принципом Паули. Тем самым число столкновений будет значительно уменьшено, а свободный пробег удлинится.

Этим объясняется, почему можно говорить о ядерных орбитах, хотя и со многими оговорками. Далее, имеется проблема сильной связи между спином и орбитой. Это, естественно, есть вопрос ядерных сил, но мы можем попробовать рассмотреть его, хотя бы качественно, на основе мезонной теории. Одна из этих теорий описывает мезонное поле в форме, весьма подобной электромагнитному полю (теория векторных мезонов). Если бы эта теория была правильной, можно было бы думать о механизме взаимодействия, существенно аналогичном механизму связи между спином и орбитой у электрона. Эта последняя осуществляется следующим образом. Электрон движется в электрическом поле ядра, силовые линии которого направлены так, как показано на рис. 8. В системе отсчета, связанной с электроном, согласно известному релятивистскому эффекту, все выглядит так, как если бы было магнитное поле, пропорциональное электрическому полю, умноженному на отношение скорости электрона и скорости света. Так как электрон имеет собственный магнитный момент, взаимная энергия будет различна, смотря по тому, ориентируется ли он параллельно или антипараллельно этому магнитному полю. Подобное описание возможно и в терминах поля векторных мезонов, путем простой замены электромагнитных величин на мезонные.

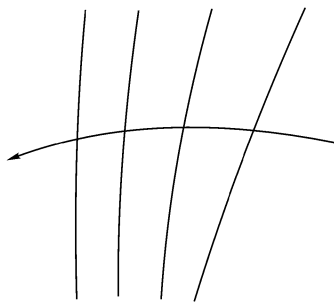


Рис. 8

К сожалению, попытка провести это рассуждение количественно с помощью теории векторных мезонов не дает ничего большего, чем оценку по порядку величины. И она, естественно, даже не является аргументом к тому, чтобы подтвердить эту мезонную теорию как правильную. Во всяком случае, мы хотели указать на это рассуждение,

чтобы показать, что в будущем есть возможность построить последовательную теорию таких явлений.

Помимо последних теоретических рассуждений, можно было бы произвести полуэмпирические исследования в весьма обширной области. Это позволило бы во многих случаях свести воедино большое число данных, например о спине не только основного состояния, но и первых возбужденных состояний ядра. Если, например, спин ядра равен $9/2$ и состояние предположительно есть $1g_{9/2}$, то первые возбужденные состояния ядра такие, в которых нуклон занимает одну из орбит этой группы; число возможностей, подлежащих рассмотрению, тем самым весьма сужается. Надо еще отметить, что ядра такого типа часто приводят к возникновению изомеров. Так получается, например, если основное состояние имеет спин $9/2$, а первые возбужденные состояния — спин $1/2$ или $3/2$. Из-за большого изменения момента количества движения все переходы запрещены в весьма высоком порядке, так что первые возбужденные состояния имеют чрезвычайно большие времена жизни, что и дает повод к изомерам.

В заключение можно сказать, что эти исследования дают некоторые перспективы для того, чтобы начать построение систематики ядер. Конечно, прежде чем такая теория может быть сочтена в какой-либо мере установившейся, она должна удовлетворить следующим основным требованиям: должна быть полная ясность относительно того, что понятие ядерных орбит имеет достаточный смысл и что есть сильная связь между спином и орбитой. Экспериментальные материалы тоже должны быть изучены гораздо тщательнее, чтобы можно было решить, какие закономерности, подсказанные нашей моделью, действительно наблюдаются.

ЛЕКЦИЯ ШЕСТАЯ

НОВЕЙШЕЕ РАЗВИТИЕ КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ

(Редакция Морнурго)

Вскоре после создания квантовой механики возникла задача распространения ее на случай электромагнитного поля. Препятствием к этому обобщению служило то обстоятельство, что электромагнитное поле является по своей природе системой с бесконечным числом степеней свободы.

Первой успешной попыткой в этом направлении мы обязаны Дираку, построившему такую теорию излучения, которая учитывала все основные факты и постулаты старой теории Бора (соотношение между частотами и энергетическими уровнями, интенсивности спектральных линий и т. п.).

Как известно, теория Дирака является по существу прямым обобщением методов квантовой механики по следующей схеме. Рассмотрим электромагнитное поле в полости, для определенности в ящике конечного размера (обозначим его объем через Ω). Из статистического рассмотрения и теории электромагнетизма следует, что электромагнитное поле во многих отношениях эквивалентно заполняющей полость упругой среде и, подобно последней, имеет определенные характеристические частоты. При конечном объеме эти частоты имеют дискретный спектр. Когда объем стремится к бесконечности, дискретный спектр переходит в непрерывный. Вот почему, между прочим, мы предполагаем, что поле находится в полости; с аналитической точки зрения проще иметь дело с дискретным, чем с непрерывным спектром.

В частности, результатом несколько более подробного рассмотрения является формула, дающая число dN характеристических частот, заключенных между ω и $\omega + d\omega$:

$$dN = \frac{1}{\pi^2 c^3} \omega^2 d\omega \Omega; \quad (1)$$

здесь c — скорость света.

Предпосылкой теории Дирака является та идея, что каждую из этих частот можно рассматривать как принадлежащую осциллятору, подобному гармоническому осциллятору в механике. Таким образом, квантовая механика системы приводится к квантовой механике бесконечно большого числа гармонических осцилляторов, распределение частот которых дается формулой (1).

Прежде всего уместно коснуться одной трудности, которая не слишком велика, но, быть может, дает первое указание на большие трудности, которые встретятся в дальнейшем. Известно, что, согласно квантовой механике, гармонический осциллятор с определенной характеристической частотой имеет последовательность энергетических уровней, даваемую формулой

$$E_n = \hbar\omega\left(n + \frac{1}{2}\right), \quad (2)$$

где $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ и $\hbar$ — постоянная Планка, деленная на 2π .

Формула (2) показывает существование величины, обычно называемой нулевой энергией, т. е. показывает, что и в состоянии с наименьшей энергией осциллятор имеет определенную энергию, равную $\hbar\omega/2$.

Если имеется не один, а несколько осцилляторов, то полная нулевая энергия равна сумме нулевых энергий. Число таких осцилляторов у нас составляет $\frac{1}{\pi^2 c^3} \omega^2 \Omega$ на единичный интервал характеристической частоты, так что полная нулевая энергия равна

$$\frac{1}{\pi^2 c^3} \hbar \Omega \int_0^\infty \omega^3 d\omega. \quad (3)$$

Интеграл (3) расходится, т. е. нулевая энергия системы бесконечна. Как уже говорилось, это — не наихудшая из бесконечностей, которую мы встретим в дальнейшем. Хорошо известно, что, задавая энергию системы, можно всегда произвольно выбрать значение аддитивной постоянной. Так и в нашем случае, чтобы избежать бесконечной энергии, достаточно по-иному задать ее шкалу, а именно так, чтобы энергия одного осциллятора отсчитывалась не от обычного нуля, а от энергии $E_{n=0}$; тогда нулевая энергия исчезнет.

Выражение (3) является типичной математической формулой, приводящей к большей части тех бесконечностей, которые, как известно,

являются недостатком электродинамики и теории поля. Обычно причина расходимостей, грубо говоря, та же: почти всегда надо вычислять суммы, распространенные по бесконечному числу осцилляторов; иногда эти суммы или интегралы дают конечные результаты, но чаще получаются бесконечные результаты.

Нам еще представится случай вернуться к этому вопросу; чтобы следовать в своем изложении истории развития квантовой электродинамики, отметим, что уже первая попытка Дирака рассмотреть электромагнитное поле была сделана на достаточно полной формальной основе: было введено не только поле излучения, отвечающее описанным выше осцилляторам, но и нерadiационная часть электромагнитного поля, причем рассмотрение их приводилось совместно по схеме, не очень отличающейся от изложенной.

В этой связи сделаем одно замечание. Рассмотрим не свободное электромагнитное поле, а поле в присутствии нескольких зарядов. Пусть для простоты присутствует только один электрон. Гамильтониан такой системы может быть написан как сумма трех членов: гамильтониана электрона $H_{эл.}$, составленного как если бы электромагнитного поля не было, гамильтониана электромагнитного поля $H_{эл.м.}$, составленного как если бы не было электрона, и члена $H_{вз.}$, описывающего взаимодействие, который, естественно, пропорционален заряду электрона. В формуле (4) последний член написан в явной форме:

$$H = H_{эл.} + H_{эл.м.} + H_{вз.} = H_{эл.} + H_{эл.м.} - e \left(\left[\frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{A} \right] - \varphi \right); \quad (4)$$

здесь $\mathbf{v}$ — скорость электрона; $\mathbf{A}$ и φ — векторный и скалярный потенциалы поля в точке, занимаемой электроном.

Гамильтониан $H_{вз.}$, действительно, описывает взаимодействие, так как в него входят сомножители, зависящие как от электромагнитного поля, так и от движения электрона. Отметим, что член взаимодействия содержит в качестве коэффициента заряд e электрона.

В большей части всех исследований основная проблема динамики нашей системы «электромагнитное поле + электрон», состоящая в решении уравнения Шредингера с гамильтонианом в форме (4), математически решается методом теории приближений. Приближение состоит в том, что $H_{эл.} + H_{эл.м.}$ рассматривается как невозмущенная часть, а $H_{вз.}$ — как возмущение. Преимущество этого метода заключается в простоте невозмущенной задачи, ибо в ней электрон не влияет на электромагнитное поле, и наоборот.

Согласно обычным правилам теории возмущений, все результаты могут быть далее получены путем разложения в ряды по степеням малого параметра, причем параметром разложения является величина $e/\sqrt{\hbar c}$.

Все было бы прекрасно или по крайней мере достаточно хорошо, если бы величина e была бесконечно малой, но очевидно, что эта величина не бесконечно мала, поскольку она представляет заряд электрона. Подставляя численные значения, получим

$$\frac{e}{\sqrt{\hbar c}} = \frac{1}{\sqrt{137}}.$$

Это выражение немного меньше 0,1 (что достаточно мало или довольно велико, смотря по вкусу!).

Естественно, что из всех квантовых теорий полей квантовая теория электромагнитного поля развивалась в первую очередь, потому что электромагнитное поле наиболее нам знакомо. Однако в 1930–1940 гг. стали развиваться теории, довольно похожие на электродинамику, в которых рассматривались другие поля. Одна из них — теория β -распада. В этой теории, в отличие от электродинамики, константа связи чрезвычайно мала (порядка 10^{-10} или 10^{-12}) и разложение в ряд обладает определенной достоверностью. Другая теория принадлежит Юкаве — мезонная теория ядерных сил (т. е. силы описываются мезонным полем, с которым взаимодействуют ядра); в этой теории параметр разложения неблагоприятно велик (в действительности он близок к 1 или, может быть, равен 1/2 или 1/3).

Здесь мы ограничимся случаем электромагнитного поля, которое имеет перед всеми другими то большое преимущество, что в нем нет никакого элемента неопределенности и имеется классическое приближение. Учение об электричестве достаточно хорошо обосновано и, конечно, известно несравненно лучше, чем теория мезонного поля.

Перейдем к вопросу о расходимостях, которые являются, как уже подчеркивалось, основной трудностью теории. Проблема заключается в следующем. Рассмотрим по вышеуказанной схеме электрон, на который действуют только силы его же электромагнитного поля (другими словами, пусть внешнее поле отсутствует). Хорошо известно, что в квантовой электродинамике, как и в классической электродинамике, сочетание электромагнитного поля и движущегося заряда представляется как эквивалент электромагнитной массы, причем известно, что

последняя оказывается существенно бесконечной в обеих теориях. Тип бесконечностей существенно различен. В классической теории электромагнитная масса заряда, не строго точечного, а имеющего радиус R , по порядку величины определяется электростатической энергией и дается хорошо известным соотношением

$$mc^2 \approx \frac{e^2}{R}, \quad \text{или} \quad m = \frac{e^2}{Rc^2}.$$

Именно из-за этого масса становится бесконечной, если мы говорим о точечном электроне. В квантовой теории тоже есть электромагнитная масса, расходимость которой обусловлена совсем другой причиной, чем классической массы; она находится в прямой связи с дираковской теорией электрона (существование состояний с положительной и отрицательной энергиями); в действительности происходит известное сокращение членов, которое делает расходимость, как мы увидим, очень слабой. Именно, если рассмотреть электрон с неэлектромагнитной массой m , скажем механической массой, то он производит в сочетании с полем добавочную массу. Назовем ее $m_{\text{эл.м.}}$, чтобы указать на ее электромагнитное происхождение; масса, которую мы измеряем, или физическая масса электрона $m_{\text{физ.}}$, получается как сумма электромагнитной и механической масс. Выражение электромагнитной массы имеет следующий вид:

$$m_{\text{эл.}} \approx m \frac{e^2}{\hbar c} \ln \frac{E_{\text{макс.}}}{mc^2}. \quad (5)$$

Рассмотрим коротко это выражение. Здесь $\frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}$, т. е. снова появляется эта знаменитая величина; кроме того, фигурирует механическая масса m и логарифмический член $\ln \frac{E_{\text{макс.}}}{mc^2}$. Об этом логарифмическом члене можно сказать следующее. Он получается опять-таки в результате суммирования по бесконечному числу осцилляторов; в действительности, если бы сумма была распространена по всем осцилляторам, этот член расходился. Если мы хотим, чтобы не было расходимости, надо обрезать ряд слагаемых, т. е. распространить сумму не по всем осцилляторам, а только по тем, энергия которых меньше $E_{\text{макс.}}$. Разумеется, этот способ никоим образом не оправдывается последовательной теорией. Однако то, что бесконечность только логарифмичес-

кая и энергия $E_{\text{макс.}}$ может быть выбрана исключительно большой¹ по сравнению с обычными энергиями, позволяет надеяться, что расходящаяся в настоящее время величина электромагнитной массы в будущей теории (которая, как и нынешняя, вероятно, будет сводиться к малым энергиям) будет обладать сходимостью.

Во всяком случае, в нынешней теории $m_{\text{эл.м.}}$, расходится; эта трудность есть только частный случай тех бесконечностей, которые возникали в квантовой электродинамике еще года два назад всякий раз, как хотели добиться слишком многого.

Положение, в котором находилась электродинамика года два назад, можно резюмировать следующим образом. Каждый раз, когда производилось указанное выше разложение в ряд (соответственно методу теории возмущений) для вычисления определенного эффекта, практическая процедура состояла в том, что надо было прекратить вычисления, как только получался отличный от нуля результат, потому что следующий член разложения обычно расходился. Это, конечно, не очень достойный способ вести вычисления, а только практическое правило.

Исследования такого рода оживились недавно, главным образом вследствие опытов Лэмба. В этих опытах с помощью современной микроволновой техники была тщательно исследована тонкая структура водорода.

Хорошо известно, что если рассмотреть, например, терм водородного атома с $n = 2$, то, согласно теории, излагаемой в учебниках (см., например, книгу Зоммерфельда), терм состоит из терма $2S_{1/2}$, с моментом количества движения, равным $1/2$, и дублета $2P_{1/2}$ и $2P_{3/2}$.

Положение этих термов, согласно Зоммерфельду, показано на рис. 1. Мы имеем на ней два терма $2P_{1/2}$ и $2P_{3/2}$, отстоящие по шкале частот на $0,365 \text{ см}^{-1}$. Далее, имеем терм $2S_{1/2}$, совпадающий точно с $2P_{1/2}$.

Истины ради надо отметить, что спектроскописты, изучавшие эти явления, робко высказывали мнение, что действительное положение не совсем таково; но так как опыты были не слишком точны, а теории верили больше, чем следовало бы, расхождение не привлекло внимания. Только тогда, когда Лэмб снова подверг этот вопрос изучению

¹Порядок величины $E_{\text{макс.}}$ можно определить следующим образом. Величину $E_{\text{макс.}}$ выберем так, чтобы $m_{\text{эл.м.}} \sim m$. Если произвести вычисления, то получится $E_{\text{макс.}} \sim 10^{53}$, что в 100 000 раз больше массы Земли, выраженной с помощью соотношения Эйнштейна в единицах энергии.

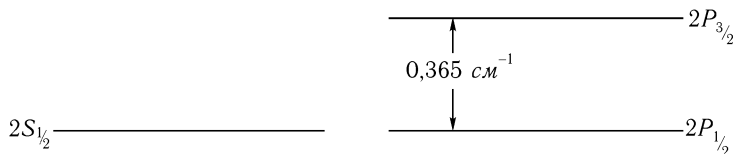


Рис. 1

более мощными современными методами, удалось измерить маленькую разницу частот с помощью микроволн, и выяснилось, что схема в действительности не такова, как изображенная выше: в то время как расстояние между уровнями $2P_{1/2}$ и $2P_{3/2}$ с большой точностью предсказывается теорией, уровень $2S_{1/2}$ смещен относительно $2P_{1/2}$ примерно на $0,033 \text{ см}^{-1}$, т.е. приблизительно на $1/10$ полного расстояния между $2P_{1/2}$ и $2P_{3/2}$ (рис. 2).

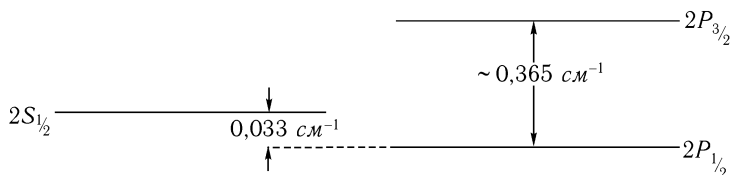


Рис. 2

Именно те работы, которые были сделаны с целью исследования этой разницы между теорией и экспериментом, повели к поистине замечательному прогрессу, достигнутому в квантовой электродинамике за последние два-три года. Трудно указать одно лицо, которому мы обязаны этим прогрессом, потому что начало работы было положено на конференции, где присутствовало около тридцати физиков-теоретиков и где проблема дискутировалась и были высказаны качественно многие из идей, которые в дальнейшем развивались в деталях вычислительно. Однако первая опубликованная работа, в которой положение было разобрано по крайней мере на 99%, принадлежит Бете. Он вычислил эффект возмущения терма $2S_{1/2}$, происходящий от связи со всеми радиационными осцилляторами, и путем хитроумного вычитания доказал, что эффект должен быть очень близок (в действительности почти равен) наблюдаемому на опыте. Чтобы иллюстрировать рассуждения Бете, необходимо сначала вернуться к формуле (4) и подробнее

рассказать о стоящих там членах $H_{\text{эл.}}$ и $H_{\text{эл.м.}}$. Член $H_{\text{эл.}}$ — энергия электрона, которая является суммой его кинетической энергии, записанной нерелятивистски как $p^2/2m$ (p — импульс), и потенциальной энергии U , обязанной взаимодействию с ядром; член $H_{\text{эл.м.}}$ можно не расшифровывать, что же касается $H_{\text{вз.}}$, то в случае чистого излучения он сводится к виду $e[\frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{A}]$. Итак, формула (4) переписется в виде

$$H = \frac{p^2}{2m} + U + H_{\text{эл.м.}} - e[\frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{A}]. \quad (6)$$

Если теперь, применяя обычные методы теории возмущений, изучить смещение термов водородного атома, обязанное возмущению $e[\frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{A}]$, то получится следующий результат. Первое приближение дает нуль, а второе приближение расходится, так что из первых двух членов разложения член, пропорциональный e (первое приближение), имеет коэффициент нуль, а член, пропорциональный e^2 (второе приближение), имеет своим коэффициентом одну из указанных бесконечностей. Как обычно, получается обескураживающий результат, и можно было бы сказать, что, очевидно, теория недостаточно хороша, чтобы рассматривать такие явления.

Но во время конференции было высказано следующее очень простое замечание. Рассмотрим выражение $p^2/2m$. Какую массу следует в нем понимать под символом m ?

Так как разделение гамильтониана на три члена основано на идее отделения величин, относящихся к свободному электрону, свободному полю и взаимодействию, величина $p^2/2m$ должна была бы относиться к электрону; но только если можно было путем невообразимого ухищрения исключить электромагнитное поле, величина m в знаменателе представляла бы механическую массу. Чтобы выполнить вычисления, подставим вместо m физическую массу электрона, т. е. $m_{\text{физ.}} = m_{\text{эл.м.}} + m$, m — механическая масса и $m_{\text{эл.м.}}$ — электромагнитная масса. Не очевидно, что это правильно. Так как физическая масса, которую измеряют, является суммой механической и электромагнитной масс, то если мы желаем правильно переписать выражение (6), пользуясь тем, что мы знаем о физической массе, надо записать его в таком виде:

$$\frac{p^2}{2(m_{\text{физ.}} - m_{\text{эл.м.}})} + H_{\text{эл.м.}} - e[\frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{A}] + U. \quad (7)$$

Теперь отметим, что электромагнитная масса, как говорилось вначале, есть эффект второго порядка, пропорциональный e^2 ; поэтому, если мы хотим формально произвести последовательное разложение по степеням e , надо разложить и член $\frac{p^2}{2(m_{\text{физ.}} - m_{\text{эл.м.}})}$ и объединить член, содержащий электромагнитную массу с членом порядка e^2 ; поэтому надо переписать выражение (7) в виде

$$\frac{p^2}{2m_{\text{физ.}}} + H_{\text{эл.м.}} + U + \frac{p^2}{2m_{\text{физ.}}^2} \frac{m_{\text{эл.м.}}}{e^2} e^2 - e \left[\frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{A} \right],$$

где мы поделили и умножили $\frac{p^2}{2m_{\text{физ.}}} m_{\text{эл.м.}}$ на e^2 , чтобы отметить, что этот член имеет порядок e^2 . Таким путем мы приходим к выводу, что имеются в известном смысле два возмущения: то, которое мы рассмотрели сначала ($e \left[\frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{A} \right]$), дающее нуль в первом приближении и бесконечный коэффициент при e^2 во втором приближении; однако теперь мы имеем еще один член второго приближения, который непосредственно дается выражением

$$\frac{p^2}{2m_{\text{физ.}}^2} \frac{m_{\text{эл.м.}}}{e^2} e^2.$$

Чтобы вычислить коэффициент при члене e^2 , преобразуем оба члена, приводящие к бесконечностям. (Отметим, что, как говорилось, электромагнитная масса содержит известную бесконечность¹.)

Существенный пункт состоит в том, что две бесконечные части взаимно сокращаются так, что остается конечный результат, который исключительно близок к экспериментальным данным. Приведенные рассуждения не совсем справедливы, поскольку в работе Бете вычисления — нерелятивистские. Такие вычисления, очевидно, теряют силу, когда энергия по порядку величины становится близкой к $m_{\text{физ.}} c^2$.

Результат Бете все же верен, так как его работу дополнили работы других авторов, позволившие производить релятивистские вычисления; об этом будет сказано ниже.

Быть может скорее для курьеза, чем по другой причине, мы приведем очень простое рассуждение Велтона, которое объясняет (или может

¹Тип этой бесконечности зависит от вида волнового уравнения для электрона.

рассматриваться как объяснение) тот факт, что взаимодействие с электромагнитным полем вызывает смещение S -уровня. Мы здесь не будем подробно излагать его аргументацию, хотя речь идет о небольшом и нетрудном вычислении; автор не так верил бы в его рассуждения, если бы они не приводили на самом деле к точному результату.

Рассмотрим электрон. Если и не присутствуют фотоны, то всегда существуют флуктуации электромагнитного поля. Они связаны с тем хорошо известным фактом, что, измеряя, например, электромагнитное поле в некоторой точке, мы и в отсутствие фотонов получим отличное от нуля значение, обязанное именно этим флуктуациям. Флуктуации поля заставляют электрон колебаться: вместо того чтобы покоиться, он совершает нечто вроде вынужденных колебаний; из-за последнего обстоятельства электрон оказывается распространенным на конечную область, а это меняет его взаимодействие с зарядом ядра, которое мы считали точечным. Когда электрон сильно приближается к ядру, надо учитывать его «расширение». Вычисление, произведенное на основе таких соображений, дает в точности результат Бете.

Итак, можно сказать, что эффект обязан флуктуациям электромагнитного поля; эта точка зрения подтверждается более полной теорией, которой здесь вкратце коснемся.

Теорию развивали многие исследователи; быть может, больше всего сделали Швингер, Томонага, Фейнман и Дайсон.

Задача, решенная Бете, — нерелятивистская; в действительности его решение — несколько неполное, поскольку для сходимости решения надо оборвать суммирование на энергии $m_{\text{физ.}}c^2$, при которой электрон начинает вести себя релятивистским образом; такое обрывание в известном смысле оправдано.

С другой стороны, без углубленного анализа нельзя сказать, что следует ожидать при такой высокой энергии. Поэтому прежде всего возникает проблема установления релятивистски правильной методики вычислений. Для этого надо, в частности, записать уравнения движения нашей системы в форме, в которой была бы ясна релятивистская инвариантность.

Во всех обычных представлениях квантовой механики полей инвариантность хотя и существует, как это можно видеть путем сложных вычислений, но обычно далеко не очевидна по той простой причине, что, например, уравнение Шредингера, представляет закон изменения состояния со временем. Следовательно, применять уравнение Шредин-

гера — это значит рассматривать изменения во временном сечении пространства-времени, а последнее, конечно, далеко не лучший способ показывать релятивистскую ковариантность теории.

Идея Томонага состояла в том, чтобы развить такой метод рассмотрения в теории поля, в котором исчезло бы рассмотрение состояния в определенный момент времени. Можно представить себе следующую процедуру. Рассмотрим систему близких поверхностей $t = \text{const}$, «параллельных» некоторому определенному ограниченному пространству, и семейство поверхностей $t' = \text{const}$, «параллельных» другому произвольному ограниченному пространству. Выясним, можно ли установить уравнения, действительные для всех сечений, если известно состояние на одном сечении. Это и была бы указанная релятивистски инвариантная процедура. Однако кажется математически немного более простой следующая более общая методика Томонага. Вместо того чтобы рассматривать плоские сечения пространства-времени, рассмотрим произвольные сечения, другими словами, возьмем любую поверхность с тем единственным ограничением, что она должна быть пространственной, т. е. если на ней даны две точки, то их расстояние во времени, умноженное на c , должно быть меньше расстояния в пространстве. Как известно, это свойство релятивистски инвариантно. Если дана какая-либо пространственная поверхность σ , то можно найти уравнение, которое позволит определить по состояниям, заданным на всех точках σ , состояния на $\sigma' \neq \sigma$.

Точнее, вопрос решается следующим образом. Рассмотрим сначала уравнение Шредингера, которое, как хорошо известно, показывает, как меняется состояние при переходе между поверхностями $t = \text{const}$, «параллельными» пространству, выбранному нами ограниченному пространству. Уравнение Шредингера, как мы знаем, имеет вид

$$H\psi = i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t}, \quad (8)$$

где ψ — функция состояния нашей системы, а H — гамильтониан, который в теории поля можно представить в виде объемного интеграла от плотности гамильтониана:

$$H = \int \mathbf{H} dV.$$

Теперь надо, согласно изложенной идее, найти уравнение функционального характера, которое позволило бы выразить функцию состоя-

ния не в отдельный момент времени, как по формуле (8), а на пространственной поверхности σ , и которое прежде всего сводилось бы к уравнению Шредингера, если бы рассматриваемая последовательность перешла в поверхность $t = \text{const}$. Далее, если переходить от начальной поверхности σ к конечной σ' различными способами, проходя через промежуточные поверхности разной формы, то результат должен зависеть только от выбора начальной и конечной поверхностей.

Это приводит к уравнению Томонага, которое обычно пишется в виде¹

$$i\hbar c \frac{\delta\psi(\sigma)}{\delta\sigma(x')} = \mathbf{H}(x')\psi(\sigma). \quad (9)$$

Вместо параметра времени в уравнение (9) входит как аргумент поверхность σ ; x' означает четырехмерную точку на этой поверхности; символ $\delta/\delta\sigma(x')$ (функциональная производная по σ в точке x') стоит для того, чтобы отметить, что $\psi(\sigma)$ является функционалом поверхности. Функциональная производная понимается следующим образом. Предположим, что поверхность σ слегка изменялась в окрестности точки x' ; это дает бесконечно малое изменение ψ . Пусть $\psi(\sigma)$ есть значение ψ на поверхности σ , $\psi(\sigma + \delta\sigma)$ — значение ψ на поверхности $\sigma + \delta\sigma(x')$; тогда функциональная производная определяется как отношение вариации к добавленному четырехмерному объему, когда этот последний стремится стянуться к точке x' , т. е.

$$\frac{\delta\psi(\sigma)}{\delta\sigma(x')} = \lim_{\delta\sigma(x') \rightarrow 0} \frac{\psi(\sigma + \delta\sigma) - \psi(\sigma)}{\int \delta\sigma(x') dV}.$$

Легко можно показать, что уравнение Томонага в точности имеет требуемые свойства, если выполняется соотношение, которое легко проверить в рассматриваемом случае. А именно плотности гамильтониана, взятые в точках, соединенных пространственным вектором, коммутируют:

$$[\mathbf{H}(x), \mathbf{H}(x')] = 0. \quad (10)$$

¹В действительности величина $\mathbf{H}$, входящая в уравнения (9) и (10), не есть плотность гамильтониана, определенного выше, а только так называемая плотность гамильтониана взаимодействия.

Уравнение Томонага имеет то большое преимущество, что его релятивистская инвариантность ясна с первого взгляда; поэтому оно имеет для практических вычислений значительное преимущество по сравнению с уравнением Шредингера всякий раз, когда надо обращать внимание на релятивистскую инвариантность, поскольку последняя видна непосредственно и не требует доказательства.

Но и указав релятивистски инвариантную основу формализма, весьма нелегко кратко описать, как применяется метод Швингера. Подчеркнем существенные пункты. Метод Швингера снова отправляется от выражения типа (4) и использует разложение в ряд по степеням e . Возникающие задачи решаются с помощью уравнения или уравнений типа Томонага; при этом, конечно, возникают расходящиеся, т. е. появляются члены, представляемые расходящимися интегралами. Эти члены стараются группировать надлежащим образом. Тогда выясняется следующее.

Во-первых, некоторые члены имеют характер массы; по существу эти члены представляют электромагнитную массу; их присоединяют к механической массе, чтобы получить полную массу, не обращая внимания на то, что они бесконечны. Другими словами, единственная величина, имеющая характер массы, которую мы можем узнать, — это полная масса, физическая масса; разделять эту массу на механическую и электромагнитную части, вероятно, не имеет смысла или, во всяком случае, мы не знаем, как сделать это без произвола.

Во-вторых, другие члены имеют природу электрического заряда и прибавляются к нему, давая «ренормализацию» заряда. Подобно тому как мы ввели электромагнитную массу, из теории Дирака следует, что надо ввести еще одно понятие — «электромагнитный заряд», связанный с явлением поляризации вакуума; вакуум в теории Дирака имеет физический характер и поляризуем. Заряд по самой природе своего поля изменяет вакуум и изменяет сам себя.

Здесь все получается в полной аналогии с тем, что излагалось о массе. Не имеет никакого смысла разделять исходный электрический заряд и заряд поляризации; единственная познаваемая величина, которая имеет характер заряда, есть физический, полный заряд, равный $e = 4,8 \cdot 10^{-10}$ электростатических единиц. Эту величину мы должны подставить после всех вычислений взамен совокупности членов, имеющих характер электрического заряда, не обращая внимания на то, что в отдельности эти члены бесконечны.

Наконец, остаются еще члены другой природы, хотя и расходящиеся, но, так сказать, неопределенным образом, в том смысле, что они имеют как положительные, так и отрицательные части, и в связи с чем сходятся или расходятся, смотря по тому, в каком порядке их выбрать. Поэтому их сумму можно сделать по произволу равной нулю и оправдать это следующим образом. Схема должна, естественно, удовлетворять всем общим условиям инвариантности: релятивистской инвариантности, с одной стороны, и калибровочной инвариантности — с другой. Однако упомянутые члены всегда не согласуются с той или другой инвариантностью. Поэтому их надо выбрать равными нулю, оправдываясь тем рассуждением, что в полной теории они, очевидно, должны равняться нулю из-за инвариантности; хотя полная теория еще не создана, мы, так сказать авансом, приравниваем неинвариантные члены нулю.

Таково весьма краткое изложение идей Швингера.

Идеи Фейнмана и Дайсона несколько отличны, но не в существенном, по крайней мере до второго приближения. В некотором смысле они более приспособлены к тому, чтобы рассматривать задачи о столкновениях, имея то преимущество, что хотя и не дают возможности доказать однозначность во всех приближениях, зато могут оказаться плодотворными для решения задач квантовой электродинамики. По всей вероятности, в настоящий момент область их применения ограничивается изучением электрона, подчиняющегося уравнению Дирака. В случае других частиц расходимости нельзя исключить простым ухищрением; они остаются в теории в существенном виде.

Помимо экспериментальных результатов Лэмба, упомянем еще один результат, интерпретируемый в той же теоретической схеме. Обнаружено небольшое отличие опытного значения магнитного момента электрона от магнетона Бора. Это отличие весьма мало (оно составляет примерно одну тысячную теоретической величины); именно экспериментальная величина магнитного момента электрона оказывается равной $1 + \frac{1}{2\pi} \frac{1}{137}$ магнетона Бора. Однако, конечно, в столь фундаментальной величине, как магнитный момент электрона, нетерпимо какое-либо расхождение результатов. Оказывается, что по существу это расхождение обязано связи с электромагнитным полем.

Подведем итоги. Непосредственно в электродинамике, несомненно, достигнут большой успех. Это, вероятно, еще не окончательная теория, но мы все больше приближаемся к пониманию явлений. Можно в из-

вестной мере надеяться, что идеи такого рода могут быть применены, например, к мезонной теории, гораздо менее исследованной, чем теория электромагнитного поля, и поэтому возбуждающей в настоящее время гораздо больший интерес. На этом пути встретится целый ряд трудностей, так что, возможно, попытки не приведут к заметному успеху. Вообще говоря, поскольку даже с физической стороны явления изучены не полностью, вряд ли пока удастся построить полную математическую теорию. Но не исключено также, что, наоборот, математика поможет понять, какова истинная природа рассматриваемых явлений. Во всяком случае, в настоящее время ничего определенного об этом нельзя сказать.

ЛЕКЦИЯ СЕДЬМАЯ

НЕЙТРОН

(Редакция Сальветти)

Нейтрон был открыт примерно в 1932 или 1933 г. в результате работ физиков, начало которым положил физик Боте, продолжили супруги Жолио–Кюри и закончил Чадвик. Нейтрон — сравнительно тяжелая частица, имеющая массу, равную одной массовой единице, и, как известно, нулевой заряд, которому он обязан своим названием. Его огромное значение в строении вещества было понято почти немедленно после открытия; атомные ядра состоят из различного числа протонов и нейтронов, определяющих их заряд и массу.

Читатель должен извинить автора, если найдет, что краткая история нейтрона будет излагаться с личной точки зрения, — автор столько лет работал с нейтронами, что они стали немного его «родственниками».

Примерно в 1934 г. супруги Жолио–Кюри сделали весьма важное открытие: бомбардируя некоторые вещества альфа-частицами, они открыли, что после бомбардировки в веществах возникает искусственная радиоактивность, т. е. вещества становятся радиоактивными. Это было исключительно важное открытие: радиоактивность перестала подчиняться кающемуся закону независимости от внешних воздействий, «не позволявшему» воспроизвести ее; только после открытия Жолио–Кюри ее удалось создать искусственно.

Начало наших занятий нейтронами относится к периоду открытия Жолио–Кюри. Довольно естественна была мысль, что искусственную радиоактивность могут создавать не только альфа-частицы, но, вероятно, и нейтроны; можно было предположить, а дальнейший эксперимент это подтвердил, что нейтроны имеют известные преимущества перед альфа-частицами, так как они электрически нейтральны и могут приблизиться к положительному ядру не отталкиваясь. Но нейтроны несколько труднее получить, чем альфа-частицы, потому что не существует прямых источников нейтронов; они получаются при расщеплении ядра. Таким образом, надо было создать источник нейтронов.

Имевшиеся в нашем распоряжении источники нейтронов были чрезвычайно слабыми по сравнению с теми, которыми можно располагать сегодня, но в то же время достаточными для очень многих исследований.

Опишем кратко их устройство. Один из них был размером около 1,5 см. Это была стеклянная трубочка формы, показанной на рис. 1, в которой находились зерна бериллия; раньше чем запаять трубочку, надо было ввести в нее некоторое количество эманации радия. Альфа-частицы, испускаемые радоном, в большом числе сталкиваются с атомами бериллия и дают нейтроны; из такого маленького источника вылетает большое число нейтронов (несколько миллионов нейтронов в секунду). Естественно, это — не единственный и не самый совершенный источник нейтронов; он, быть может, наименьший и, несомненно, удобнейший, так как не требует ухода за собой. Достаточно один раз ввести эманацию в трубочку, и она начинает испускать альфа-частицы сама собой без всякого вмешательства экспериментатора. Кроме того, этот источник не портится; это — еще одно его преимущество.

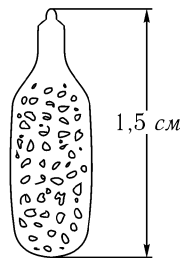


Рис. 1

Существуют, конечно, гораздо более мощные источники нейтронов — циклотроны и разные машины, ускоряющие ионы до энергии в несколько миллионов вольт; эти машины можно применять как источники нейтронов, заставляя ускоренные частицы падать на мишень, например из бериллия; по существу здесь заложен тот же принцип, только вместо естественных альфа-частиц применяются искусственно ускоренные частицы. Так получают источники, дающие в общем случае гораздо большую интенсивность, но чрезвычайно сложные из-за размеров и стоимости ускоряющих машин.

На сегодняшний день одним из наиболее удобных источников нейтронов (хотя и очень громоздким и сложным) является котел, в котором происходят цепные реакции с ураном. Он дает интенсивности, по порядку величины во много раз большие интенсивностей, получаемых от циклотрона.

Чтобы произвести искусственную радиоактивность нейтронами, достаточен весьма простой опыт, который легко выполнить, имея маленький источник нейтронов. Опыт выполняется следующим образом. В непосредственной близости от источника нейтронов помещается плас-

тинка алюминия, или железа, или вообще того элемента, который желательнее изучить, и оставляется на некоторое время, которое может составлять минуты, часы, дни (в зависимости от случая). Нейтроны, вылетающие из источника, ударяют в какие-либо из ядер вещества. При этом происходит множество реакций самого различного типа. В грубых чертах их можно описать так. Когда нейтрон приближается к ядру бомбардируемого элемента, он не отталкивается из-за своей нейтральности. Этим значительно увеличивается вероятность его присоединения к ядру. Конечно, ядро мало, и поэтому трудно в него попасть, но ядро, так сказать, не защищается. Когда нейтрон сталкивается с ядром, могут произойти различные явления. Может случиться так, что нейтрон будет просто поглощен ядром и произойдет возбуждение последнего, после чего оно может испустить электромагнитное излучение в форме гамма-лучей и превратиться в ядро, вес которого на единицу больше. Эта реакция обычно обозначается символом (n, γ) . Другими из числа наиболее обычных реакций являются реакция (n, p) (захват нейтронов и вылет протона) и реакция (n, α) (захват нейтрона и вылет альфа-частицы). Имеются и другие реакции, но здесь мы не будем их приводить.

Во всех этих реакциях образуется ядро, отличное от исходного, потому что в одном случае нейтрон присоединяется к ядру, а в других случаях он обменивается на протон или на альфа-частицу. Обычно исходят из устойчивого ядра, причем в большинстве случаев приходят к неустойчивому, т. е. радиоактивному, ядру. Радиоактивность может быть измерена экспериментальными методами весьма большой чувствительности, в частности счетчиками Гейгера–Мюллера. Счетчик регистрирует распад атомов за несколько секунд или минут; поэтому явление, количественно очень слабое, в действительности весьма легко наблюдаемо. Автор должен сознаться, что в то время он был преимущественно физиком-теоретиком; поэтому если нам иной раз и удавалось проводить крайне простые опыты, то едва опыт становился немного сложнее, как он выходил за пределы наших экспериментальных возможностей. В таких случаях помощь оказывали коллеги.

Необходимо указать, что приходится иметь дело и с химическими методами. Например, в случае реакции $\text{Fe}_{26}(n, p)\text{Mn}_{25}$ ядро железа, содержащее 26 протонов (ибо его заряд 26), теряет один протон, обменивая его на нейтрон, не имеющий заряда, так что заряд уменьшается на единицу и становится равным 25. Это — атомный номер не железа, а марганца. Таким образом, вместо железа с атомным весом 56

получается марганец с атомным весом 56, который радиоактивен с периодом полтора часа. Только химик может успешно разобрать, что за реакция произошла. Из бомбардированного нейтронами железа образовалось некоторое число (может быть, порядка нескольких миллионов атомов) радиоактивного марганца. А как мы узнаем, что это действительно марганец?

Был разработан метод отделения марганца от железа. При этой операции определяются и небольшие следы атомов марганца. Именно немногие атомы марганца, образованные при бомбардировке, так сказать, «подкрепляются» присутствием тоже малого, но всегда большего числа атомов обычного марганца. Процесс отделения производят для всего марганца в целом. В результате получают отдельно две фракции — фракцию железа и фракцию марганца. Поднося просто каждую из этих фракций к счетчику и наблюдая, какая из них имеет активность, можно решить, происходит ли активность от железа, марганца или от чего-нибудь иного. Таким путем удавалось производить химическое разделение за время, меньшее одной минуты, если интересовались радиоактивным веществом с очень коротким временем жизни. Этим методом нашей группой исследователей были идентифицированы около пятидесяти новых радиоактивных элементов. Тогда все мы были удовлетворены завершенной работой и предполагали, что нейтроны дали более или менее все, что они могли дать. Но немного спустя наша группа имела счастье произвести то, что можно назвать случайным открытием. Был один опыт, на который автор, откровенно говоря, даже не рассчитывал, хотя, будучи физиком-теоретиком, и должен был бы предвидеть, что произойдет; однако открытие было случайным, и его не искали. Речь идет об открытии так называемых медленных нейтронов.

Проводимые в тот период опыты были не полностью воспроизводимы, так как нельзя было достигнуть абсолютно идентичных условий. В связи с этим опыты носили несколько случайный характер. Все же наблюдались различия, казавшиеся необъяснимыми. Именно активность в примерно одинаковых случаях получалась иногда малой, а то, вдруг, большой. Случалось, наконец, что, помещая облучаемую пластинку достаточно далеко от источника, так что активность должна была бы получиться почти неизмеримой, мы, напротив, измеряли определенную активность. Поскольку явление, хотя и странное, можно было воспроизвести, мы стали производить серию наблюдений, помещая активизируемые объекты один за другим, в надежде напасть на такие обстоя-

тельства, которые дадут ключ к решению проблемы. И ключ нашелся, когда между облучаемым объектом и источником оказался маленький кусочек парафина. Этот кусочек парафина увеличивал интенсивность немедленно, хотя и немного. Поэтому возник вопрос: если это делает малое количество парафина, что же сделает большое количество?

Помещая все большее и большее количество парафина, мы, в самом деле, увеличивали эффект: интенсивность увеличивалась примерно в 20–50 раз, указывая, что мы, действительно, имеем дело со странным явлением. Однако потом стало понятно, что это странное явление, вероятно, должен был бы ожидать физик-теоретик; это был эффект замедления нейтронов. Замедление происходит в парафине, содержащем в весьма значительной доле водород. Явление, которое совершенно сходным образом производится водой, состоит в следующем. Описанный нами источник нейтронов, как и почти все источники нейтронов, испускает нейтроны с довольно большой энергией (в общем случае порядка миллиона вольт). Но если эти нейтроны попадают в парафиновый блок или в сосуд с водой, они сталкиваются с атомами водорода, а так как нейтрон и водородный атом с большим приближением имеют одинаковую массу, получается примерно случай, аналогичный случаю столкновения бильярдных шаров. Кинетическая энергия толкающего шара распределяется в среднем на равные части между обоими шарами, так что первый шар уходит приблизительно с половиной своей начальной энергии; то же происходит при последующих столкновениях. Энергия каждый раз уменьшается примерно вдвое и таким образом постепенно становится малой. В случае нейтрона энергия должна была бы совсем обратиться в нуль, если бы в некоторый момент не вмешивалось тепловое возбуждение. Так как водородные атомы в воде и в парафине находятся в тепловом возбуждении, замедление не происходит безгранично, а прекращается, когда энергия нейтрона становится такой, что нейтрон приходит в тепловое равновесие со средой; образуется нечто вроде раствора нейтронов в воде. Конечно, раствор получается весьма разбавленный и, кроме того, совсем особенный: в то время как обычные растворы могут сохраняться в сосудах, не существует, к сожалению, сосудов, способных удерживать нейтроны. Когда нейтрон подходит к стенке сосуда, содержащего воду, он выходит наружу, так что получается раствор в состоянии непрерывной диффузии наружу; кроме того, в этом растворе растворенное вещество непрерывно исчезает, так как нейтроны, сталкиваясь с атомами водорода, частич-

но захватываются. Нейтрон в воде живет около 200 *мксек*; такое время достаточно, чтобы получить раствор с весьма большой активирующей способностью. Эта способность так велика потому, что в огромнейшем числе ядерных реакций эффективное сечение медленных нейтронов гораздо больше, чем быстрых нейтронов. Можно сказать, что медленные нейтроны имеют намного большую вероятность захватываться, чем быстрые.

Таким образом, производство медленных нейтронов несложно. Естественно, возникла задача изучения их свойств, что осуществляется со времени их открытия и по сегодняшний день все более мощными средствами. Первые опыты производились методом поглощения, путем отбора медленных нейтронов. Когда говорят о медленных нейтронах, не нужно полагать, что все они имеют одинаковую скорость: скорость всех их мала, но неодинакова. Их можно разделить на полосы по скоростям или по энергиям: одни, скажем, несколько более быстрые, другие несколько более медленные. Первые указания на особые свойства медленных нейтронов по отношению к поглощению были получены в опытах по поглощению, которые мы здесь описывать не будем; в настоящее время такие опыты производятся гораздо более мощными методами. Укажем теперь способы производить медленные нейтроны с одинаковой скоростью, т. е. «монохроматические» нейтроны, имеющие одинаковую энергию. Есть два способа получения монохроматических нейтронов. Первый из них основывается на применении искусственного источника, например циклотрона. Этот метод состоит в следующем. В циклотроне получается поток ионов, падающих на бериллиевую мишень. В момент падения они рождают нейтроны. Но в циклотроне можно так модулировать источник, чтобы облучение не происходило непрерывно, а совершалось через определенные промежутки времени. Надо открывать источник только на короткие мгновения через правильные промежутки времени, что достигается электрической модуляцией. Таким путем в циклотроне получают прерывистые пучки ионов, которые, падая на бериллиевую мишень, дают мгновенные волны нейтронов, с модуляцией, регулируемой по произволу. Когда эти нейтроны замедляются, например в парафине, и затем падают на детектор, помещенный на некотором расстоянии, то ясно, что из всех замедленных нейтронов первыми придут на парафин замедлившиеся меньше, а последними — замедлившиеся больше. Отбирая электрическими методами те, которые пришли через определенный интервал времени, мы получаем нейтро-

ны из заданной полосы скоростей. Эта полоса выбирается по желанию, просто путем установления интервала времени между испусканием и приходом нейтрона. Таков один метод. Другой метод основывается на применении атомного котла. Он позволяет получить большие интенсивности нейтронов путем их отражения от кристалла; этот способ получения монохроматических нейтронов путем дифракции в кристалле аналогичен применяемому с той же целью методу в случае рентгеновских лучей.

Каждым из этих методов можно исследовать законы поглощения нейтронов, имеющие иногда очень простой вид. В некоторых случаях эффективное сечение поглощения является простой функцией энергии нейтронов, именно: оно обратно пропорционально их скорости, т. е. эффективное сечение дается формулой $\sigma = a/v$ («закон $1/v$ ») (рис. 2). Это не только дает простой закон поглощения, но и указывает причину, по которой медленные нейтроны более активны, чем быстрые. Иногда (в действительности очень часто) закон сложнее; имеются, например, элементы, которые поглощают нейтроны по закону, представленному графически на рис. 3. Вообще, при малой скорости действует закон $1/v$, однако при большей скорости сечение имеет максимумы (резонансы), иногда очень выраженные и узкие, следующие друг за другом довольно сложным образом. Это — явление ядерного резонанса, которого мы не будем здесь подробно касаться. Оно указывает на некоторые свойства ядер, которые были бы трудно наблюдаемы иным способом.

Опыты по поглощению являются только первым этапом изучения медленных нейтронов.

В наших опытах того периода по поглощению среди прочих облучаемых элементов был уран; было отмечено, что он ведет себя странно, но мы не предвидели, насколько странным окажется его поведение. Облучение урана в действительности дает много активностей; мы пытались, с нашей довольно примитивной химией, идентифицировать элементы, ответственные за каждую из этих активностей, но этого нам не удалось. Выявилось, что активность такого характера всегда была вызвана не теми элементами, которые исследовались. Мы исследовали уран, протактиний, торий и постепенно по периодической системе дошли до эманации, но не нашли такой же активности. Тогда мы решили, что образуются трансурановые элементы. Трансурановые элементы, как известно, действительно образуются, но совсем другим образом и не в тех условиях, как мы тогда думали. Разгадка этого странного по-

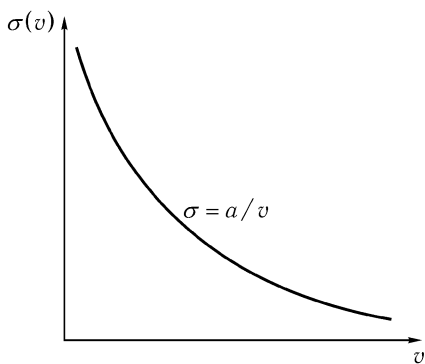


Рис. 2

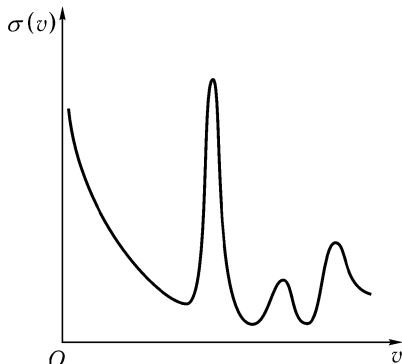


Рис. 3

ведения урана была найдена Ганом и Штрассманом, которые установили, что ошибка наших опытов состояла в том, что мы пренебрегли исследованием элементов в области средних атомных весов. И действительно, эти авторы нашли, что в упомянутом явлении деления урана образуются элементы середины периодической системы. Схема образования приблизительно следующая. Ядро урана, которое мы предполагаем шарообразным, сплющивается от удара нейтрона, и форма ядра испытывает периодические изменения, в результате чего оно становится менее устойчивым и иногда совсем выходит из равновесия, удлиняясь так сильно, что возвращающая сила уже неспособна восстановить его сферическую форму; форма ядра проходит последовательность конфигураций, показанную на рис. 4, и, наконец, ядро делится на две части. Получающиеся осколки почти одинаковы; обычно один несколько тяжелее, хотя они и одного порядка величины. Оба радиоактивных осколка разлетаются в разные стороны. Действительно, оба они положительны, и как только соединяющая их шейка разрывается, электростатическое отталкивание удаляет их друг от друга с огромной энергией; это и есть основной источник большой энергии, получающейся при делении. Автору явление деления стало известно в январе 1939 г. Естественно, в физике был период оживления: во многих лабораториях экспериментаторы спешно исследовали особые свойства этого нового типа разложения ядер. Тогда мы впервые поняли, что явление такого рода открывает перед ядерной физикой большие перспективы.

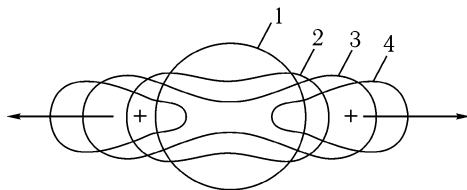


Рис. 4

У автора возникла идея, подтвержденная дальнейшими опытами: в результате деления ядра на два осколка могут образоваться еще нейтроны, подобно тому как при разрыве капли иной раз получаются мелкие брызги. Тогда как следствие может оказаться, что нейтрон, произведший деление, образует в среднем, допустим, еще два, так что становится возможной цепная реакция. В ней из начального нейтрона путем последовательного удвоения может получиться произвольно большое число их, пока остается уран для деления.

Эта идея много обсуждалась. Стали искать подтверждение вышеуказанной гипотезы. Экспериментальное доказательство дал Жюлио с несколькими своими сотрудниками, группа, работавшая с нами в Колумбийском университете, и, более или менее независимо, Сцилард с сотрудниками. С тех пор автор настоящих лекций на многие годы посвятил всю свою деятельность экспериментам такого типа, чтобы выяснить, к чему можно прийти. В частности, следует отметить, что еще в сравнительно ранний период исследований была получена цепная реакция в устройстве, где нейтроны замедлялись графитом. Это устройство — атомный котел; оно состояло из большой массы графита, в которой надлежащим образом размещались куски урана. Когда система достигла достаточно больших размеров, она начала действовать самопроизвольно; реакция в ней полностью управляема. Если интенсивность возрастает, достаточно ввести тела, поглощающие нейтроны. Если, наоборот, желательно увеличить активность, надо удалить эти поглотители. Таким образом, поведение котла — исключительно спокойное, регулируемое и не грозит взрывом.

Здесь мы не будем касаться военного и промышленного аспектов применения атомного котла, а расскажем только о значении котла как средства исследования, средства исключительно мощного, которое, мы думаем, с течением времени окажет большое влияние на развитие науки.

Прежде всего коснемся научного применения котла как источника медленных нейтронов в физическом эксперименте. Как источник нейтронов он представляет большое число преимуществ, но с ним связан и ряд неудобств. Основное преимущество заключается в огромной интенсивности, значительно превосходящей все, что можно получить другими средствами, и в то же время весьма постоянной и превосходно регулируемой. Основное неудобство состоит в том, что им могут располагать лишь немногие лаборатории.

Научные исследования с помощью котла разнообразны. Мы, например, изучаем так называемые оптические свойства нейтронов. Как и все частицы, нейтроны подчиняются квантовой механике, и поэтому проявляют двойственное поведение (частица — волна). Если эксперимент проводится в волновом аспекте, можно наблюдать их преломление и отражение; они проявляют свойства, подобные свойствам рентгеновских лучей.

Другое научное приложение атомного котла заключается в том, что он является весьма интенсивным источником различных радиоактивных веществ. Эти вещества производятся двумя различными способами. Прежде всего сам процесс деления, на котором основана работа котла, ведет к образованию радиоактивных веществ (продуктов деления). Последние можно при случае извлечь, отделить, очистить надлежащими химическими методами и применить для научно-исследовательских целей. Второй способ производить радиоактивные вещества состоит в введении в котел вещества, поглощающего нейтроны, например по реакции (n, γ) , которое при этом превращается в радиоактивное вещество. Поскольку вводить можно различные элементы, понятно, получается очень большое число радиоактивных изотопов. Изотопы служат для очень многих исследований в биологии (как индикаторы) и в медицине (как заменители радия).

В заключение опишем одно применение радиоактивных веществ, созданных нейтронами (однако нейтроны в этом случае производятся не в котле или каком-либо искусственном источнике, а космическими лучами). Эти вещества измеряют возраст мумий, исторических или доисторических реликвий, содержащих в какой-то степени органические остатки. В случае мумий — это материи, в которые обернуты мумии, в других случаях это — бревна от старых жилищ, частично сохранившиеся ископаемые остатки; важно лишь, чтобы они содержали следы углерода. Метод (действительно, очень остроумный) состоит в следую-

щем. Космические лучи, вызывая распад отдельных ядер в атмосфере, производят в весьма малом количестве нейтроны (примерно 1 нейтрон в 1 сек. в атмосферном столбе с основанием 1 см^2). Это число, умноженное на размеры Земли, дает полное число (весьма значительное) нейтронов, произведенных в атмосфере. Нейтроны поглощаются азотом (единственным составляющим воздуха, заметно реагирующим с нейтронами) по реакции $N^{14} + n = C^{14} + H^1$, в результате чего получается протон и атом углерода C^{14} . Поскольку эта реакция непрерывно происходит в атмосфере, в каждом столбе с сечением 1 см^2 каждую секунду образуется примерно один атом углерода C^{14} — радиоактивный с периодом распада, равным примерно 5000 лет. C^{14} — единственный (долгоживущий) радиоактивный изотоп углерода, два другие — C^{12} (обычный углерод) и C^{13} — устойчивы. Образовавшийся так атом углерода быстро окисляется, давая угольную кислоту $C^{14}O_2$, которая под действием хлорофилла быстро становится частью листьев (вообще растительности); последние усваиваются животными и людьми, после смерти которых C^{14} возвращается в атмосферу. Таким образом, существует непрерывная циркуляция углерода C^{14} между атмосферой и всеми живыми организмами. Всякий углерод, входящий в состав живого вещества, содержит некоторый (разумеется, очень малый) процент углерода C^{14} . Мы не будем описывать все произведенные опыты.

Изучался, между прочим, метан из двух источников. Один — древнего происхождения, из нефтяных скважин; этот метан содержит углерод, который входил в состав живых организмов миллионы лет назад, но за тысячелетия, проведенные в залежи, потерял всякий след активности углерода C^{14} . Другой извлечен из канализации крупного города, т. е. из современных органических формаций, прошедших описанный выше цикл. После ряда исследований было установлено, что метан из канализаций, в противоположность метану из скважин природного газа, действительно, активен и имеется радиоактивный углерод C^{14} в ничтожнейшем, но измеримом количестве.

Определение возраста мумий производится следующим путем. В момент смерти тело содержало определенный процент радиоактивного углерода и поэтому обладало известной активностью. Однако за 3000–4000 лет, прошедших с тех пор, углерод, присутствовавший в мумии, распадался с периодом порядка 5000 лет; так что если возраст мумии составлял 5000 лет, активность уменьшилась бы вдвое, если 10 000 лет — вчетверо и т. д. Точное измерение удельной активности

углерода мумии может установить ее возраст с точностью до 200 лет, что, по крайней мере в некоторых случаях, не достаточно хорошая точность по сравнению с исторической точностью. В египетской истории вообще известно многое, и историки установили даты точнее, чем физики, но в некоторых случаях, относящихся как к историческим, так и доисторическим эпохам, а также к современной геологической эпохе, этот метод определения радиоактивного углерода весьма ценен и является хорошим подспорьем в таких областях знания, которым, казалось бы, мало могла помочь физика, в частности, нейтронная физика.

В заключение автор хочет выразить надежду, что исследования нейтронов, которым автор посвятил столько лет, произведут, в конце концов, не только оружие, но прежде всего будут содействовать развитию науки, обогатят человечество и раздвинут границы человеческого знания.

ЛЕКЦИЯ ВОСЬМАЯ

ОПТИЧЕСКИЕ АНАЛОГИИ В СВОЙСТВАХ НЕЙТРОНА

(Редакция Сальветти)

Здесь будут рассмотрены некоторые аспекты нейтронной физики, в которых становится очевидным волновой характер нейтрона. Согласно результатам волновой, или квантовой, механики, аналогично излучению, всем частицам может быть присуща интерференция, для которой длина волны определяется соотношением де Бройля ($\lambda = h/mv$). Для наблюдения таких явлений необходимо, чтобы длина волны по порядку величины была сравнима с геометрическими размерами, фигурирующими в поставленной задаче. Поэтому целесообразно предварительно указать численные данные. Для так называемых тепловых нейтронов, т. е. для нейтронов, замедленных до скоростей теплового возбуждения, соответствующего температуре среды, или до энергии около $1/40$ эв, по соотношению де Бройля для длины волны получается величина, равная $1,8 \cdot 10^{-8}$ см. Так как эта величина близка к межатомному расстоянию, можно ожидать, что у нейтронов имеются явления дифракции в кристаллической решетке, подобные тем, которые наблюдаются у рентгеновских лучей, имеющих длину волны того же порядка.

Однако до обсуждения различных опытов, в которых особенно ярко наблюдаются свойства указанного типа, установим некоторые простые факты и общие формулы, которыми мы будем пользоваться в дальнейшем. Предположим, что на атом или, лучше, на атомное ядро (потому что практически всегда нейтроны рассеивают только ядро) падает нейтрон; нейтрон будет рассеян на известный угол (рис. 1, а). Это — схема столкновения в корпускулярном представлении; в волновом представлении имеется группа падающих волн, рассеивающихся подобно свету, т. е. в виде группы сферических волн, исходящих из центра рассеяния (рис. 1, б). Плоская падающая волна, распространяющаяся вдоль положительного направления оси x , представляется экспоненциальной функцией

$$e^{ikx}. \quad (1)$$

Рассеянная волна будет сферической, и ее можно записать в виде

$$-a \frac{e^{ikr}}{r}. \quad (2)$$

Величина ikr представляет переменную фазу рассеянной сферической волны; множитель $1/r$ показывает, что амплитуда рассеянной волны убывает обратно пропорционально расстоянию от рассеивающего центра. Так должно быть в согласии с законом сохранения энергии, чтобы интенсивность рассеянной волны, пропорциональная квадрату амплитуды, убывала как $1/r^2$.

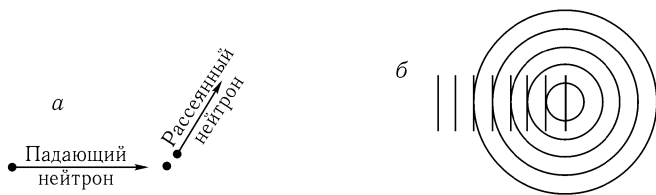


Рис. 1

Изучая волну, рассеянную в заданном направлении, можно спросить, имеется ли разность фаз, происходящая от акта рассеяния. Этот вопрос можно исследовать, по крайней мере частично, основываясь на некоторых общих принципах, однако здесь будет изложен только результат. Разности фаз между падающей и рассеянной волной весьма близки 0 или 180° . При таком рассеянии либо нет изменения фазы, либо есть изменение, отвечающее почти полному обращению фазы на 180° . Изменения же фаз, резко отличающиеся от указанных двух значений, отвечают сильному поглощению. Разность фаз определяется постоянной a , входящей в формулу (2), а именно: если постоянная a — вещественна и отрицательна, то разность фаз равна 0° , если a — вещественна и положительна, то разность фаз равна 180° ; комплексные значения a отвечают промежуточным значениям разности фаз.

Ограничимся записью соотношения между постоянной a и эффективным сечением рассеяния:

$$\sigma = 4\pi a^2. \quad (3)$$

Это соотношение легко доказать.

Прежде чем подробно обсуждать экспериментальные работы, следует сказать о трактовке постоянной a в квантовой механике. Заметим

прежде всего, что длина волны имеет порядок 10^{-8} см, тогда как ядерные размеры порядка 10^{-12} см, так что длина волны примерно в 10 000 раз больше, чем рассеивающий объект. На рис. 2 по оси абсцисс отложено расстояние от центра ядра (само ядро может быть схематически представлено в виде потенциальной ямы с радиусом около 10^{-12} см), а по ординате — произведение r на волновую функцию (в случае энергии $E = 0$). От $r = 0$ до границы потенциальной ямы, представляющей ядро, кривая синусоидальна, а затем становится прямолинейной. В теории столкновений постоянной a приписывается следующая геометрическая трактовка: она равна расстоянию от начала координат до пересечения с осью r продолжения прямолинейной части кривой. Рис. 2 относится к случаю $a > 0$; при $a < 0$ пересечение происходит с отрицательной частью оси абсцисс (рис. 3).

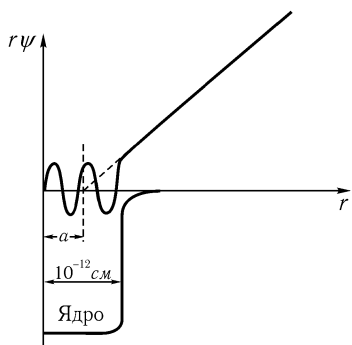


Рис. 2

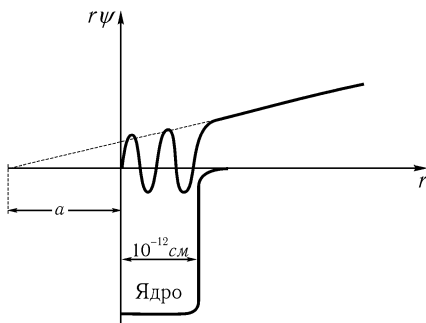


Рис. 3

После этого вступления перейдем к описанию простого опыта, который может подтвердить, что нейтроны действительно ведут себя как рентгеновские лучи в явлениях дифракции на кристаллах. Если на грань кристалла, спиленную, например, параллельно ряду плоскостей решетки, падают монохроматические рентгеновские лучи (рис. 4), то происходит отражение только в некоторых специальных направлениях. Они определяются хорошо известным соотношением Брэгга¹

$$n\lambda = 2d \sin \theta, \quad (4)$$

¹В литературе это соотношение называется законом Вульфа – Брэгга. (Прим. пер.)

где n — целое число, дающее порядок отражения; λ — длина волны рентгеновских лучей; d — расстояние между последовательными кристаллическими плоскостями рассматриваемого ряда и θ — угол, дополнительный до 90° к углу падения на кристалл. Тогда, если правилен общий результат волновой, или квантовой, механики, что нейтроны ведут себя и как частицы, и как излучение с длиной волны $\lambda = h/mv$, то мы можем ожидать, что и они могут привести к аналогичным явлениям. Наблюдение такого явления было целью простого опыта, произведенного впервые Цинном. Чтобы поставить опыт в благоприятных условиях, нужно прежде всего располагать весьма интенсивным источником нейтронов. Интенсивные потоки нейтронов получаются около атомных котлов. Схема установки в опытах Цинна показана на рис. 5. Котел окружен толстым цементным экраном для защиты от излучений. В него, как и во многих котлах, построенных для физических исследований, вставлена так называемая «термическая колонна», т. е. графитовая призма, одним концом погруженная в котел. Она замедляет быстрые нейтроны, производимые котлом. При каждом столкновении с ядрами углерода термической колонны нейтроны теряют некоторую долю своей энергии, пока не приходят с этими ядрами в тепловое равновесие около внешнего конца колонны. В наружном конце колонны делается полость, как показано на рис. 5, с той целью, чтобы тепловые нейтроны, идущие из глубины, были «грубым образом» направлены наружу; благодаря этому у выхода получается пучок нейтронов (в действительности не очень коллимированный) с распределением энергии, соответствующим температуре термической колонны. Но так как для опытов рассматриваемого типа нужна гораздо большая коллимация, т. е. требуется получить достаточно тонкий пучок с точно определенным направлением распространения, вводятся дальнейшие диафрагмы, чтобы отобрать нейтроны заданного пучка. Для этого всегда используется кадмий, очень хорошо поглощающий тепловые нейтроны (слой кадмия толщиной в 0,5–1 мм поглощает их практически полностью). Поэтому, помещая перед термической колонной кадмиевые диафрагмы, получают достаточно хорошо коллимированные пучки. Ме-

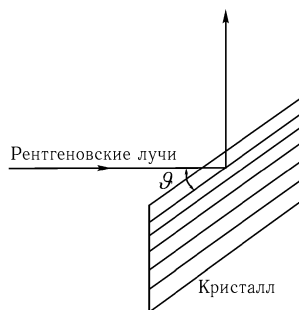


Рис. 4

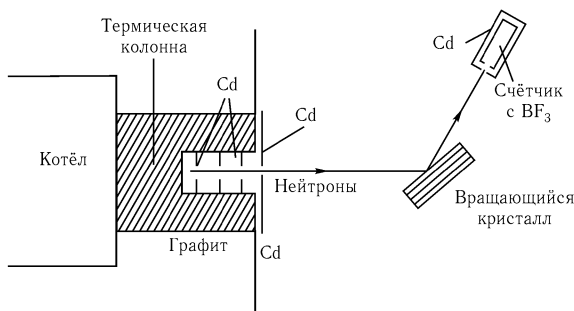


Рис. 5

тодика проведения опыта весьма сходна с применяемой в случае рентгеновских лучей. Пучок нейтронов падает на кристалл, укрепленный в держателе, способном вращаться. Необходимо учитывать, что нейтроны, выходящие из термической колонны, не монохроматичны, спектр их скоростей более или менее соответствует максвелловскому распределению (рис. 6). Так как скорость обратно пропорциональна длине

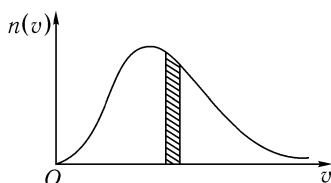


Рис. 6

волны, ось абсцисс рис. 6 есть в то же время и шкала уменьшающихся длин волн. Ясно, что каждому интервалу скорости отвечает определенный интервал длин волн. Дадим кристаллу определенную ориентацию относительно падающего пучка, тогда соотношение Брэгга будет выполнено только для некоторых длин волн [не обязательно для одной длины, потому что

имеются отражения различных порядков, заданные разными значениями числа n , что видно из равенства (4)]. Рассмотрим отражение первого порядка ($n = 1$); мы видим, что из всех падающих нейтронов различных скоростей будут отражены только принадлежащие узкой полосе, скорость и длина волны в которой удовлетворяют соотношению

$$2d \sin \theta_1 = \lambda.$$

Остальные нейтроны пучка в большинстве своем пройдут через кристалл, так что в направлении, заданном углом θ_1 , выйдет только слабый пучок нейтронов, составляющий малую часть от падающего; другими словами, выделяются только нейтроны с определенной длиной волны.

Чтобы наблюдать отраженные нейтроны, надо располагать детектором нейтронов, например счетчиком с трехфтористым бором, а чтобы зарегистрировать нейтроны, отраженные на определенный угол, надо экранировать счетчик кадмием, снабженным малым отверстием.

Указанным способом можно производить такие же опыты, как с рентгеновской трубкой, испускающей непрерывный спектр. Например, оставляя все неизменным и вращая только подставку, на которой укреплен кристалл, в общем случае будет наблюдаться ничтожная интенсивность; но если выполнится условие, что угол падения равен углу отражения, интенсивность внезапно резко увеличивается до заметного значения; при дальнейшем увеличении угла поворота интенсивность снова резко падает, так что, если представить ее в зависимости от угла поворота кристалла, получается кривая, имеющая очень узкий и резко выраженный максимум (рис. 7).

Оставляя кристалл неподвижным в положении, отвечающем углу θ_1 , мы можем выделить из непрерывного спектра нейтронов узкую монохроматическую полосу, отвечающую условию Брэгга. Из первого же опыта, касающегося этих явлений, можно искать подтверждения того, что получившаяся таким образом длина волны действительно связана с кристаллографическими и геометрическими данными условиями Брэгга, а поскольку $\lambda = h/mv$, можно проверить соотношение между скоростью нейтронов и углом θ .

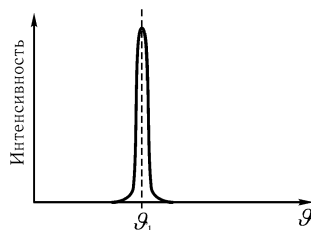


Рис. 7

Простейший опыт, который производится с этой целью, состоит в следующем. После того как выполнены измерения с кристаллом, ориентированным под углом θ , повернем на некоторый угол счетчик. Чтобы и тогда нейтроны могли попадать в повернутый счетчик, надо повернуть и кристалл в новое положение, отвечающее углу θ_1 ; таким путем мы можем выделить длину волны λ_1 , отличную от λ , определявшуюся углом θ . Если, например, $\theta_1 < \theta$, длина волны λ_1 будет меньше λ . Так получают нейтроны в другой полосе скоростей. Как узнать в этом случае значение скорости нейтронов? Другими словами, как проверить предыдущее соотношение? Проще всего воспользоваться поглощением; существует много веществ (к ним относится бор), которые поглощают нейтроны с эффективным сечением, обратно пропорциональным ско-

рости. Если поставить на пути отраженных нейтронов поглотитель, содержащий бор, и измерить коэффициент поглощения, то он окажется прямо пропорционален синусу угла θ , как и должно быть, если справедливы соотношения Брэгга и де Бройля. Действительно, тогда коэффициент поглощения, который должен быть обратно пропорционален скорости нейтронов, будет прямо пропорционален длине их волны, а значит, и синусу угла θ . Так можно показать, что для нейтронов действительно верны соотношения Брэгга и де Бройля.

Одним из неудобств экспериментов такого типа является применение немонохроматических нейтронов; было бы весьма полезно произвести более тонкие опыты, применяя нейтроны с одинаковой энергией,

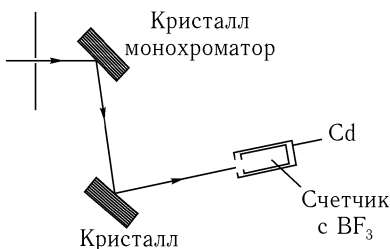


Рис. 8

полученные в надлежащем устройстве. В этом случае методика опытов будет примерно следующей (рис. 8). На маленький кристалл падает пучок немонохроматических нейтронов, скорость которых дается распределением Максвелла. В опытах, проведенных мною несколько лет назад, по соображениям интенсивности применялся кристалл флуорита, но какой-либо иной кристалл был бы

тоже более или менее хорош. Обычно кристалл помещается в определенном положении, чтобы произвести отбор монохроматической полосы из пучка первичных нейтронов, имеющих непрерывный спектр скоростей. Так как в процессе отражения и монохроматизации интенсивность нейтронного пучка значительно уменьшается, надо располагать источником большой интенсивности, чтобы в конце иметь монохроматические нейтроны в количестве, достаточном для опыта. На пути монохроматизованного пучка помещается другой кристалл. Таким путем можно изучать особенности отражения монохроматических нейтронов от различных кристаллов.

Пучок, отраженный от второго кристалла, регистрируется счетчиком, содержащим трехфтористый бор, с кадмиевой защитой, в которой имеется отверстие. Таким способом производилось систематическое исследование около 30 различных кристаллов. Главной целью исследования являлось выяснение вопроса о фазе, т. е. положительна a или же отрицательна (с чем связано изменение фазы 180° или 0°). Ни-

же мы укажем другие методы, позволяющие прийти к тем же заключениям. Предположим, что мы взяли кристалл, например, хлористого натрия, строение которого хорошо известно (рис. 9). В одной плоскости находятся попеременно атомы натрия и хлора, в соседней плоскости атомы тоже чередуются, но вместо атома натрия находится атом хлора, и наоборот, и т. д. Рассматривая так

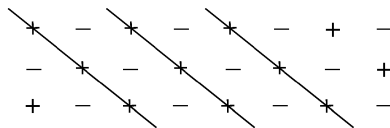


Рис. 9

называемые плоскости (100), ограничивающие кубические грани кристалла, мы видим, что различные отражающие плоскости существенно идентичны, потому что они на 50% состоят из атомов натрия и на 50% из атомов хлора. Если, наоборот, рассмотреть так называемые плоскости (111), то оказывается, что отражающие плоскости различны; действительно, в этом случае плоскости поочередно содержат или только атомы натрия, или только атомы хлора.

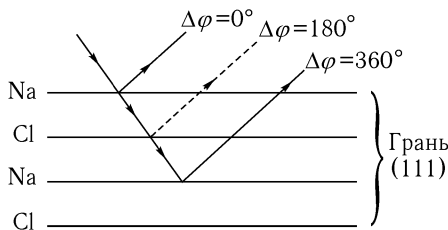


Рис. 10

Предположим сначала, что мы рассматриваем брэгговское отражение нейтронов от грани (111) кристалла, т. е. от семейства плоскостей, состоящих попеременно из натрия и хлора (рис. 10). Пусть происходит отражение первого порядка. Тогда излучение, отраженное от первой плоскости, отличается по фазе на 360° от излучения, отраженного от второй плоскости, на 720° от излучения, отраженного от третьей плоскости, и т. д. Конечно, разность фаз на 360° означает, что лучи совпадают по фазе. Пусть происходит еще одно отражение на промежуточных плоскостях хлора с разностью фаз, по геометрическим соображениям отличной от предшествующих. В самом деле, разность хода отвечает разности фаз 180° , т. е. обращению фазы, так что получаются противоположные фазы лучей, отраженных от плоскостей натрия и от

плоскостей хлора. Поэтому геометрическое изменение фазы заставит натрий «работать» против хлора; так что, если натрий и хлор рассеивают нейтроны в одинаковой фазе, отражение первого порядка будет слабым, если же, наоборот, они рассеивают в противоположных фазах, отражение будет сильным. Какое положение будет во втором порядке? Во втором порядке разности фаз, происходящие от различия оптических путей, удвоятся и будут равны 0, 360, 720°. Итак, в этом порядке не будет разности фаз, обусловленных геометрическими причинами; разность в 360° означает в действительности нулевую разность фаз. Таким образом, будет иметь место противоположный отражению первого порядка случай, т. е. если натрий и хлор рассеивают нейтроны одинаково, их действия складываются, если противоположно — вычитаются. Если наблюдать интенсивность в последовательных порядках,

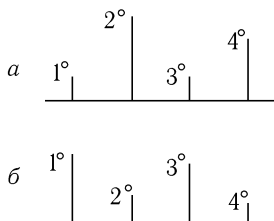


Рис. 11

то, когда натрий и хлор рассеивают нейтроны в одинаковой фазе, отражение первого порядка будет слабое, второго — сильное, третьего — слабое, четвертого — сильное и т. д.; вообще нечетные порядки — слабые, четные — сильные (рис. 11, а). В противном случае, когда фазы различаются, положение обратное: первый порядок — сильный, второй — слабый, третий — сильный и т. д. (рис. 11, б). В действительности положение несколько сложнее, и

тот, кто знаком с аналогичными опытами с рентгеновскими лучами, знает, что при переходе от порядка к порядку получается общее ослабление интенсивности, происходящее от ряда причин, на которых я сейчас не буду останавливаться, так что на общий описанный здесь ход изменения налагается ослабление интенсивности от низших порядков к высшим.

Если производить опыты над гранями (100), которые, как мы указывали, все состоят из одинаковых плоскостей, содержащих по 50% атомов каждого сорта, то получится только общее ослабление интенсивности. Приведем некоторые численные значения, полученные в измерениях над кристаллом сернистого свинца, имеющего то же кристаллическое строение, что и хлористый натрий. Опишем сначала, как проводился опыт. Держатель счетчика с BF_3 так механически сочетается с держателем кристалла, что поворот кристалла на некоторый угол отвечает повороту счетчика на двойной угол; таким путем для

любых углов проще всего наблюдается закон отражения (угол падения равен углу отражения). При изменении угла поворота, начиная от малых углов в сторону больших углов, получаем сначала нулевую интенсивность, затем интенсивность резко растет, стремясь к максимуму, который достигается, когда выполняется соотношение Брэгга для отражения первого порядка; при дальнейшем увеличении угла поворота интенсивность сначала уменьшается, а затем появляется второй максимум, связанный с отражением второго порядка, и т. д. В табл. 1 указаны значения интенсивности (выраженные через число импульсов в 1 мин.), наблюдаемые при отражении от граней (100) и (111) кристалла сернистого свинца. В случае грани (100) надо ожидать, как уже отмечалось, только общего уменьшения интенсивности без дальнейших усложнений, что и действительно обнаруживается. Иное наблюдается в случае грани (111); из данных таблицы ясно видно, что в последнем случае получается слабый первый порядок и сильный второй порядок (увеличение интенсивности во втором порядке столь велико, что перевешивает общее ослабление), очень слабый третий порядок и т. д., причем эти увеличения интенсивности накладываются на общий фон затухания.

Таблица 1

Кристалл	Грань	Порядок отражения	Интенсивность
Сернистый свинец	(100)	1	19 600
		2	11 400
		3	2 250
	(111)	1	7 300
		2	10 700
		3	808
Фтористый литий	(111)	4	750
		1	10 080
		2	0
		3	300

Данные табл. 1 ясно показывают, как слабы нечетные порядки и как сильны четные при отражении от грани (111). Отсюда заключаем, что свинец и сера рассеивают нейтроны в одинаковой фазе.

В этой же таблице приведены результаты аналогичного опыта с кристаллом фтористого лития, также имеющего одинаковое строение

с хлористым натрием (мы ссылались на строение NaCl просто потому, что оно хорошо известно, но, конечно, можно надлежащими вычислениями распространить эти рассуждения на более сложные кристаллы), для случая отражения от грани (111). Результаты этого опыта весьма важны, так как положение здесь полностью обратное: нечетные порядки очень интенсивны, а четные исчезающе слабы. Отсюда заключаем, что литий и фтор рассеивают нейтроны в противоположных фазах.

Из систематического изучения большого числа кристаллов найдено, что рассеяние нейтронов почти всегда происходит в одинаковой фазе, а именно так, что величина a положительна. Этому можно не очень удивляться, достаточно обратиться к рис. 2 и 3, иллюстрирующим геометрическое значение величины a . Действительно, на этих фигурах прямолинейная часть кривой $r\psi$ начинается довольно далеко от начала, и маловероятно, что у нее малый наклон к оси абсцисс, так что скорее она пересечет указанную ось в ее положительной, чем отрицательной части.

Тот или иной случай зависит от частного поведения функции $r\psi$, но легко понять, что положительные пересечения гораздо более вероятны. В действительности имеет место следующая статистика: из более чем трех десятков изученных элементов три показали противоположную фазу — это литий, марганец и водород. Последний представляет более сложный случай и требует особого внимания. Как хорошо известно, рентгеновские лучи применяются для исследования кристаллов, чтобы определить их строение и положение различных атомов в элементарной ячейке. Но рентгеновскими лучами не удастся определить положение водородных атомов, которые ионизируются, а не рассеивают рентгеновские лучи. Поэтому кристаллографическое изучение водорода этим способом невозможно. Этой трудности, конечно, нет у нейтронов, потому что они рассеиваются не электронами, а ядром; водород может потерять электроны, но потерять ядро — это значило бы потерять самого себя.

С начала такого рода опытов с нейтронами сразу появилось убеждение, что открылось большое поле исследования в области кристаллографии водорода. К сожалению, метод кристаллографии водорода, хотя и не невозможен, во всяком случае никак не может считаться легким. В действительности же начало было обнадеживающим, но дело пошло совсем не так, как можно было думать сначала. Причина в следующем: ядро водорода — протон, как и многие другие ядра и как сам

нейтрон, обладает спином. Следовательно (и то, что здесь излагается о водороде, справедливо, разумеется, для рассеяния нейтронов любыми ядрами, имеющими спин), может случиться, что нейтрон после рассеяния будет иметь спин, ориентированный в начальном или в противоположном направлении. Изменение момента количества движения нейтрона сопровождается и компенсируется таким же изменением у ядра. Если нет переворачивания спина, то рассеяние — когерентно, в противном случае — некогерентно и, значит, не приводит к интерференционным явлениям. Чтобы учесть этот факт простейшим образом, предположим, что на кристалл, ядра которого имеют определенным образом ориентированный спин, падает нейтрон и рассеивается в определенном направлении. Для того чтобы возникли интерференционные явления, надо, чтобы все ядра, так сказать, «сотрудничали». Однако если произойдет переворачивание спина рассеянного нейтрона, то соответственно произойдет переворачивание спина одного из рассеивающих ядер. Последний факт указывает, что это ядро ответственно за акт рассеяния, поскольку произошло переворачивание его собственного спина, явление относится к нему одному и нет никакой возможности для интерференции. Наоборот, если нет переворачивания спина рассеянного нейтрона, то нельзя узнать, какое из ядер ответственно за акт рассеяния; «ответственность» распределяется между всеми, так что возможна интерференция. Водород имеет большое эффективное сечение рассеяния, что было бы само по себе благоприятно и позволяло легко наблюдать водород, но, к сожалению, это большое сечение на 95% отвечает тому случаю, когда происходит переворачивание спина, т. е. отвечает некогерентному рассеянию. Примерно только 5% всего сечения относится к когерентному рассеянию и может быть использовано, чтобы наблюдать интерференционные явления. Положение с водородом неблагоприятно в двух отношениях: с одной стороны, потому, что вклад водорода в интенсивность мал и его трудно наблюдать, а с другой стороны, потому, что когерентное рассеяние (интерференционные явления) слабо на сильном фоне, происходящем от некогерентного рассеяния, что делает водород еще более труднонаблюдаемым. Вот почему определение положений водорода в кристаллах с помощью дифракции нейтронов еще не имеет существенных успехов, хотя, как отмечалось, начало было обнадеживающим. Быть может, техника постепенно усовершенствуется, и можно будет с удобством применять нейтроны для этой цели.

Можно было бы указать еще много полуоптических свойств нейтронов, но мы рассмотрим еще только одно, а именно: отражение нейтронов не по Брэггу, а, так сказать, в обычном смысле. Оно наблюдается и у рентгеновских лучей, но только при весьма пологом падении, когда излучение приходит почти параллельно зеркалу.

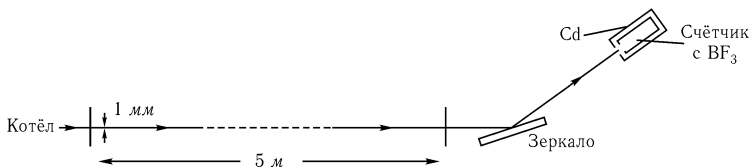


Рис. 12

То же имеет место и у нейтронов, по причинам, указанным ниже. Прежде чем указать, как производится опыт, следует уточнить, что отражение нейтронов наблюдается только тогда, когда падающий пучок образует с зеркалом угол порядка нескольких минут. Следовательно, чтобы получить отражение луча от зеркала при столь пологом падении, надо располагать сильнейшей коллимацией: в первых опытах первая щель была шириной в 1 мм, а вторая — той же ширины и располагалась в 5 м от первой, так что пучок имел чрезвычайно сильное ограничение. Конечно, эти условия заставляют пользоваться источником большой интенсивности, потому что иначе, чтобы обнаружить нейтрон, прошедший через *обе* щели, надо было бы долго ждать. Около второго отверстия (рис. 12) помещалось зеркало в виде полированной пластинки из различных материалов размерами приблизительно 10×20 мм, наклоненное к падающему пучку под углом, измеряемым с точностью до нескольких минут. Чтобы наблюдать отраженный пучок, на расстоянии 5 м ставился счетчик с трехфтористым бором с отверстием тоже в 1 мм в кадмиевом экране. Поворачивая счетчик, можно было добиться, чтобы в него попадал отраженный луч.

В опытах такого рода по интенсивности отраженного пучка наблюдались два максимума в двух различных направлениях (рис. 13); первый отвечает тем немногим нейтронам, которые прошли через зеркало, а второй, гораздо более интенсивный, — отраженным нейтронам. Если поворачивать зеркало, то оказывается, что последний максимум смещается по законам отражения.

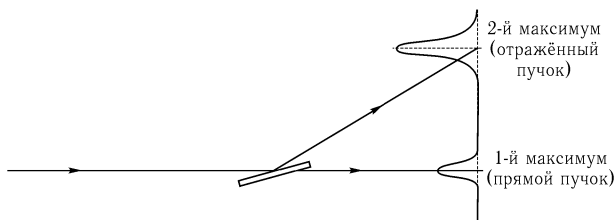


Рис. 13

Явление отражения тоже желательно изучать с монохроматическими нейтронами; их можно получить, располагая достаточной интенсивностью и помещая монохроматор перед первой коллимирующей щелью. Для монохроматических нейтронов можно наблюдать интенсивность отражения при изменении угла θ поворота зеркала. Откладывая на графике по абсциссе угол θ , а по ординате — интенсивность отраженного пучка, находим, что интенсивность остается почти постоянной вплоть до некоторого значения угла, после которого она сразу обращается в нуль (рис. 14). Это показывает, что мы имеем дело по существу не с обычным отражением, а с полным (внутренним) отражением. Действительно, последнее характеризуется тем, что оно сильное до тех пор, пока угол меньше предельного, но как только угол падения становится несколько большим, интенсивность быстро уменьшается до нуля.

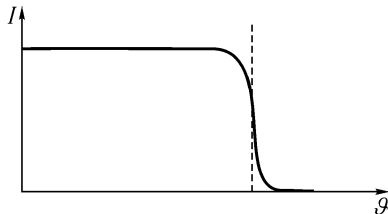


Рис. 14

Полное внутреннее отражение нейтронов возможно благодаря тому, что показатель преломления нейтронов почти во всех веществах (точнее в тех нормальных веществах, которые дают изменение фазы на 180°) немного меньше единицы, отличаясь от нее на несколько миллионов. Поэтому предельные углы чрезвычайно малы, так что получаются очень трудные геометрические условия для их наблюдения.

Чему обязан этот показатель преломления нейтронов? Почему нейтроны преломляются? По той же причине, по которой они рассеиваются, — в действительности рассеяние и преломление света, рентгеновских лучей, нейтронов или какого-либо излучения суть явления, весьма тесно связанные. Рассмотрим волну и поместим на ее пути пластинку

из произвольного материала; показатель преломления представится как потеря фазы, или, точнее, как изменение фазы. Если, например, показатель преломления больше единицы, то внутри пластинки длина волны немного меньше, так что после выхода из пластинки фаза будет сдвинута. Связь между явлениями рассеяния и преломления можно записать количественно посредством следующей формулы:

$$n = 1 - \frac{Na}{2\pi}\lambda^2, \quad (5)$$

где N — число атомов в 1 см^3 , a — обычная постоянная, введенная для характеристики рассеяния, и λ — длина де-бройлевской волны; множитель $(Na/2\pi)\lambda^2$ имеет величину порядка нескольких миллионов. Из формулы (5) видно, что если постоянная a положительна, то показатель преломления меньше единицы; если a отрицательна, то он больше единицы. Но по уже указанным причинам и как это следует из опыта, почти во всех веществах (точнее, в 90% веществ) величина a положительна, так что в большем числе веществ надо ожидать показателя преломления меньше единицы. Можно использовать предыдущее выражение для показателя преломления, чтобы найти предельное значение θ_0 угла θ (дополнительного к углу падения). В первом приближении для угла θ_0 получится выражение

$$\theta_0 = \sqrt{2(1 - n)} = \lambda \sqrt{\frac{Na}{\pi}} \quad (6)$$

или, учитывая, что $a = \sqrt{\frac{\sigma}{4\pi}}$,

$$\theta_0 = \lambda \sqrt{\frac{N}{\pi}} \sqrt{\frac{\sigma}{4\pi}}. \quad (7)$$

Эта формула доступна опытной проверке, если известны входящие сюда величины. В случае работы с монохроматическими нейтронами длина волны известна, значения N и σ тоже известны.

В заключение приведем таблицу, в которой собраны рассчитанные указанным способом и измеренные на опыте значения θ_0 для зеркал из различных веществ. Например, применялось зеркало из бериллия, удобного металла (легко полируемого), для которого значения θ_0 получились

достаточно близкими. Далее, делался опыт с графитовым зеркалом, которое плохо полируется, требует много труда, а результаты имеют сомнительный характер, что и приводит к достаточно большой разнице между теоретическими и экспериментальными значениями θ_0 . Испытывались и другие вещества, такие, как железо, никель, цинк и медь; результаты приведены в табл. 2.

Таблица 2

Зеркало	θ_0	
	измеренное	вычисленное
Be	12,0'	11,1'
C	(10,5')	8,4'
Fe	10,7'	10,0'
Ni	11,5'	11,8'
Zn	7,1'	6,9'
Cu	9,5'	9,5'

Из табл. 2 видно, что согласие в общем достаточно полное, так что есть очень хорошее согласование между теорией и экспериментом.

В заключение следует привести ряд соображений о результатах этой работы, имеющей более дидактическое, чем научное значение. Действительно, квантовая механика и так хорошо установлена. Поэтому сегодня нельзя сомневаться в соотношении де Бройля, дающем длину волны, связанную с частицей. Но, во всяком случае, интересна проверка в «большом стиле», потому что речь идет о теории, основной для всего нашего понимания физики.

Дидактические эксперименты такого типа требовали бы использование котла, который трудно поместить перед аудиторией. Но если бы это стало осуществимо, то увидеть такой, легко монтируемый опыт было бы очень поучительно.

Чтобы рассмотреть научную ценность таких исследований, заметим, что, вероятно, по характеру своего применения они будут несколько конкурировать с рентгеновскими лучами, — это относится к исследованию строения кристаллов. С этой точки зрения перевес, вообще говоря, на стороне рентгеновских лучей: во-первых, рентгеновские лучи могут получаться с гораздо большей интенсивностью, чем нейтроны; во-вторых, рентгеновские лучи требуют обычной аппаратуры, тогда как котел очень дорог.

Однако есть некоторые, хотя и немногие, случаи, когда преимущество на стороне нейтронов; один из них я указывал сначала — это случай водорода, в котором с рентгеновскими лучами ничего нельзя добиться, а с нейтронами можно, хотя, по крайней мере в настоящий момент, и с большими трудностями. Несомненно, эти трудности понемногу будут преодолены. Требуется увеличить интенсивность и разрешающую способность; обе эти задачи разрешимы. Имеются и другие случаи, когда рентгеновские лучи невыгодны. Пусть, например, исследуется сплав меди и цинка. Эти металлы смежны в периодической системе, так как имеют почти одинаковое число электронов, поэтому рентгеновские лучи, рассеиваемые электронами, так сказать, не «отличают» меди от цинка. Это легко делают нейтроны, чувствительные к свойствам ядер Cu и Zn , между которыми нет никакого сходства. В проблеме, например, упорядочения и разупорядочения сплава меди и цинка рентгеновские лучи не «замечают», когда оба элемента меняются местами, а нейтроны немедленно отмечают различие. Есть еще ряд приложений, не очень поразительных, но имеющих известный интерес, в которых изложенный выше метод пригодится в будущем.

ЛЕКЦИЯ ДЕВЯТАЯ

МОНОПОЛЬ ДИРАКА¹

(Редакция П. Кальдиrola)

Около двадцати лет назад английский физик-теоретик Дирак опубликовал некоторые умозрительные выводы о возможности существования частицы, наделенной вместо электрического заряда зарядом магнитным, другими словами, изолированного магнитного полюса, монополя. Речь идет о частице, ни одним физиком никогда до сих пор не «виденной», но существование которой, по крайней мере теоретически, возможно. Наш интерес к этой частице оживился около двух лет назад, когда пришли первые сведения (неполные, отрывочные и в большой части ошибочные) об открытии тяжелых частиц в космических лучах, а именно, стало известно, что на фотографических пластинках, поднятых на большую высоту, наблюдались частицы с ионизационной способностью гораздо большей, чем у легких частиц и даже таких тяжелых частиц, как протоны и α -частицы. Вначале совместно с Теллером мы полагали, что эти частицы — не тяжелые ядра, а монополи Дирака.

Когда были опубликованы работы о выполненных экспериментах, то стало сразу понятно, что первоначальное истолкование было правильно и что это были действительно тяжелые или по крайней мере не легкие ядра, которые, видимо, составляют часть первичной компоненты космического излучения. Но одно время, когда вопрос был не полностью выяснен, мы интересовались монополем, желая понять его поведение.

В этой лекции будет рассказано о природе и поведении этой гипотетической частицы. Быть может, это не совсем праздный вопрос, потому что, если такая частица на самом деле существует, кому-нибудь однажды удастся ее наблюдать. Поэтому стоит труда понять с общей точки зрения характерные свойства этой частицы и производимые ею эффекты.

¹Теория магнитного монополя была сформулирована Дираком в 1931 г. [Proc. Roy. Soc., **A133**, 60 (1931)] и недавно им же продолжена [Phys. Rev., **71**, 817 (1948)].

Начнем с предварительного рассмотрения. Известно, что электрическое и магнитное поля имеют очень сходные свойства; другими словами, уравнения, которым подчиняется электрическое поле, почти совпадают с уравнениями для магнитного поля. Исходя из свойств симметрии этих двух полей, принято говорить, что электрическое поле — полярный вектор, а магнитное поле — аксиальный вектор; напомним, что при изменении всех пространственных координат (отражение в точке) полярный вектор меняет свое направление на обратное, а аксиальный вектор остается неизменным. В действительности же, поскольку операция отражения в точке невыполнима, полярная природа электрического поля и аксиальная природа магнитного поля устанавливаются из других соображений. Предположим, что

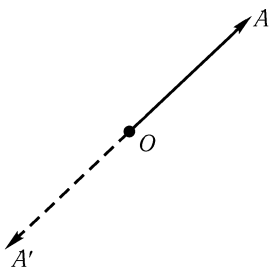


Рис. 1

в точке O расположен протон и в точке A — электрон (рис. 1). Электрическое поле направлено от протона к электрону; при операции отражения электрон окажется в точке A' , а электрическое поле изменит свое направление на обратное. Если допустить существование изолированного магнитного монополя, то из аналогичного рассуждения можно заключить, что и магнитное поле представляется полярным вектором. Этим будет нарушено различие в симметрии электрического и магнитного полей, если не допустить наряду с нашим полюсом существование другого полюса с равной массой и противоположным знаком.

Дирак первым пришел к выводу о возможности с точки зрения квантовой механики существования изолированного магнитного полюса и пришел к результату, заранее отнюдь не очевидному, что *магнитная масса предполагаемого монополя не может иметь произвольного значения, но должна быть равна целому кратному определенному количеству магнетизма*. Аргументация Дирака здесь будет изложена несколько упрощенно.

Предположим, что в точке P пространства находится монополь с магнитной массой m ; он должен произвести магнитное поле, аналогичное электрическому полю точечного заряда. Другими словами, на расстоянии r от монополя будет магнитное поле, равное

$$\mathbf{H} = \left(\frac{m\mathbf{r}}{r^3} \right).$$

Для такого поля, очевидно, дивергенция не равна нулю из-за существования источника в точке P . Запишем, как обычно, магнитное поле посредством вектор-потенциала:

$$\mathbf{H} = \text{rot } \mathbf{A},$$

где $\mathbf{A}$ — вектор, причем

$$\text{div } \mathbf{A} = 0.$$

Вектор-потенциал полностью определяется этими двумя уравнениями, решение которых указывается математикой. Чтобы избежать явных вычислений, укажем, как воспользоваться электрической аналогией.

Пусть имеется система токов с плотностью $\mathbf{j}'$, производящих магнитное поле $\mathbf{H}'$, так что

$$\text{div } \mathbf{H}' = 0,$$

$$\text{rot } \mathbf{H}' = 4\pi\mathbf{j}'.$$

Сопоставляя эти уравнения с предыдущими, которым удовлетворяет вектор-потенциал $\mathbf{A}$, мы видим, что задача определения векторного потенциала, дающего поле $\mathbf{H}$, математически эквивалентна задаче определения магнитного поля $\mathbf{H}'$, произведенного системой токов с плотностью $\mathbf{j}'$. Соответствие между этими двумя задачами может быть иллюстрировано следующей таблицей:

Задача	Дано	Требуется найти
Исходная.....	$\mathbf{H}$	$\mathbf{A}$
Эквивалентная.....	$4\pi\mathbf{j}'$	$\mathbf{H}'$

Так как хорошо известен способ вычисления магнитного поля тока с помощью законов Лапласа, Ампера и т. д., исходная задача может считаться по существу решенной.

В нашей аналогии мы должны иметь систему токов, исходящих из точки так, чтобы на расстоянии $\mathbf{r}$ от источника P имело место

$$4\pi\mathbf{j}' = \left(\frac{m\mathbf{r}}{r^3}\right).$$

Поэтому из точки P , где находится монополь, испускающий постоянный поток магнитного поля, должен по аналогии вытекать *постоянный ток* с плотностью $\mathbf{j}'$. Для этого к точке P надо непрерывно подводить электрический заряд; можно представить себе это осуществленным с помощью проводящей нити произвольной формы, по которой

к P подходит сконцентрированный ток силы I , равный тому, что выходит из этой точки симметрично по всем направлениям¹. Следовательно, должно быть

$$I = \Phi(\mathbf{j}') = 4\pi r^2 j' = \frac{m}{4\pi r^2} \cdot 4\pi r^2 = m,$$

где $\Phi(\mathbf{j}')$ означает поток вектора $\mathbf{j}'$, вытекающий из поверхности, окружающей точку P . Так как выбор проводника, подводящего в P ток I , произволен, мы можем сделать его бесконечным числом способов, что

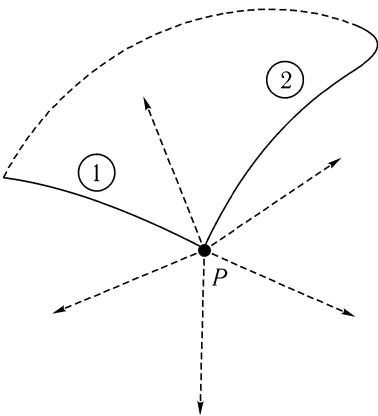


Рис. 2

и даст соответственно бесчисленное множество решений исходной задачи. Итак, если обозначить через $\mathbf{A}_1$ и $\mathbf{A}_2$ решения, отвечающие введению в эквивалентную задачу нитей 1 и 2 (рис. 2), то разность $\mathbf{A}_1 - \mathbf{A}_2$ будет численно равна магнитному полю $\mathbf{H}'$, которое производилось бы распределением дополнительных токов, образованных разностью между такими токами, когда в точке P кончаются нить 1 и нить 2. Очевидно, что эти системы различаются только токами, которые в первом случае притекают в P по нити 1, а во втором случае — по нити 2. Следовательно, если $\mathbf{H}'(1)$ —

поле, произведенное током, притекающим в P по нити 1, и $\mathbf{H}'(2)$ — поле, произведенное током, притекающим по нити 2, то имеем:

$$\mathbf{A}_1 - \mathbf{A}_2 = \mathbf{H}'(1) - \mathbf{H}'(2).$$

Другими словами, разность векторных потенциалов $\mathbf{A}_1 - \mathbf{A}_2$ оказывается равной магнитному полю, произведенному током, притекающим из бесконечности в P по нити 1 и уходящим из P в бесконечность по нити 2. Но из учения об электричестве известно, что такое магнитное поле можно представить с помощью многозначного потенциала f , значение которого в некоторой точке пространства изменяется при каждом обходе контура, связанного с нитью, на величину силы тока, умноженную

¹Подведение этой дополнительной идеальной токовой нити в точку P связано с тем, что, как мы выше заметили, если в этой точке $\operatorname{div} \mathbf{H} \neq 0$, то и в эквивалентной задаче будет $\operatorname{div} \mathbf{j}' \neq 0$.

на 4π . Поэтому можно сказать, что

$$\mathbf{A}_1 - \mathbf{A}_2 = \text{grad } f,$$

где f — бесконечнозначный потенциал, изменяющийся на $4\pi m$ при каждом обходе линии (1–2) (напомним, что $I = m$). Из этого свойства f следует соотношение Дирака, сформулированное в начале лекции, согласно которому возможны только некоторые частные значения магнитного заряда m . Из квантовой механики известно, что волновая функция ψ , характеризующая частицу с зарядом e , изменяет фазу, когда определение векторного потенциала поля изменяется на градиент, так что при переходе

$$\mathbf{A} \rightarrow \mathbf{A} + \text{grad } f$$

ψ изменяется следующим образом:

$$\psi \rightarrow \psi \exp\left(\frac{ie}{\hbar c} f\right).$$

При обходе вокруг линии 1–2 функция ψ умножается на множитель $\exp\left(\frac{ie}{\hbar c} 4\pi m\right)$. Но последнее выражение не может отличаться от единицы, ибо иначе нарушатся основные положения квантовой механики (известно, что на ψ всегда накладывается требование однозначности). Итак, должно быть

$$\exp\left(\frac{ie}{\hbar c} 4\pi m\right) = 1.$$

Комплексное число может равняться единице, если оно представляется как $\exp(2\pi i n)$, где n — произвольное целое число. Поэтому

$$\frac{ie}{\hbar c} 4\pi m = 2\pi i n,$$

или

$$m = n \frac{\hbar c}{2e} = n \frac{\hbar c}{2e^2} e.$$

Значение $e^2/\hbar c$ равно $1/137$ (постоянной тонкой структуры). Значит,

$$m = n \frac{137}{2} e = n \cdot 68,5e.$$

Итак, монополь может иметь только магнитную массу, равную целому кратному от элементарного электрического заряда, умноженному на $137/2 = 68,5$.

К тому же заключению можно прийти и другим способом, который мы изложим вкратце, не входя в детали. Один из основных фактов квантовой механики заключается в том, что момент количества движения квантуется; он может принимать целые кратные от значения $\hbar$. Рассмотрим монополь m и электрический заряд e (рис. 3). В точке P будет

$$\mathbf{H} = \frac{m\mathbf{r}}{r_2^3},$$

$$\mathbf{E} = \frac{e\mathbf{r}}{r_1^3}.$$

Векторное произведение $\mathbf{E}$ на $\mathbf{H}$, деленное на $4\pi c$, представляет плотность электромагнитного количества движения. Делая оценку порядков величины и обозначая расстояние от монополя до заряда через a , имеем:

$$E \approx \frac{e}{a^2}, \quad H \approx \frac{m}{a^2}, \quad \left| \frac{[\mathbf{E} \times \mathbf{H}]}{4\pi c} \right| \approx \frac{em}{a^4 c}.$$

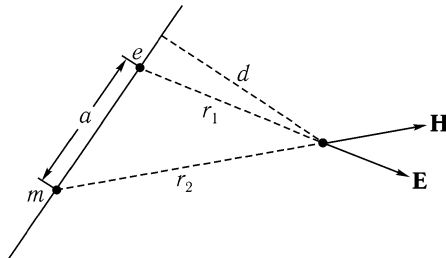


Рис. 3

Эффективное «плечо» d тоже порядка a , а эффективный объем интегрирования — порядка a^3 . Интеграл от полного момента количества движения оказывается независимым от a и равным¹ $2em/c$.

¹В оригинале книги почему-то сделано совершенно ошибочное утверждение, что момент электромагнитного поля равен целому кратному от $\hbar/2$. На самом деле доказано, что момент его может равняться только целому кратному от $\hbar$. Вообще, момент равен только либо целому, либо полуцелому кратному от $\hbar$, причем для любой системы возможно только или одно, или другое. Зато интеграл от плотности момента написан в оригинале без множителя 2, который легко восстановить, производя вычисление. Поэтому ошибки компенсируются и получается правильный результат. (Прим. перев.)

Пишем условие квантования:

$$\frac{2em}{c} = \hbar n,$$

т. е. в результате получаем еще раз то же соотношение.

Дирак сделал следующее весьма любопытное замечание. Хорошо известно (но в настоящее время совершенно не объяснено), что существует «квант» электрического заряда, т. е. заряд всех известных нам частиц является целым кратным от элементарного заряда, или от заряда электрона. Если допустим, что во вселенной существует хотя бы один монополю, то должно быть

$$e = \frac{\hbar c}{2m} n,$$

т. е. электрический заряд окажется квантованным; поэтому магнитной массе монополя надо приписать такую величину, чтобы электрический заряд принимал экспериментально установленные значения. Другими словами, элементарный электрический заряд «заставляет» монополю (если последний существует) иметь квантованную магнитную массу, и наоборот.

В электродинамике все радиационные свойства электрона существенно определяются постоянной тонкой структуры

$$\frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}.$$

Но, как мы указывали в шестой лекции, в силу малости величины постоянной тонкой структуры можно в первом приближении разделить поле излучения и электрический заряд. Другими словами, этот очень малый по сравнению с единицей параметр позволяет вычислять по методу последовательных приближений, в котором в нулевом приближении электрон и электромагнитное поле рассматриваются как невзаимодействующие. Явления излучения, в которых оба поля (электрона и внешнего поля) «смешаны», получаются в следующих приближениях. Для соответствующих явлений, связанных с монополюм, постоянная, аналогичная постоянной тонкой структуры, есть

$$\frac{m^2}{\hbar c} \sim 34.$$

По сравнению с единицей это довольно большое число, откуда следует, что отделение поля самого монополя от электромагнитного поля не

является правильным приближением. Следовательно, если монополю существует, то он должен вести себя совсем иначе, чем этого можно было бы ожидать от количества магнетизма, просто аналогичного электрическому заряду.

Так или иначе, не обсуждая это затруднение, рассмотрим, каким представился бы монополю, допуская, что в один прекрасный день кому-нибудь удастся наблюдать его в космическом излучении или как продукт реакции, полученной с помощью какого-нибудь гигантского циклотрона.

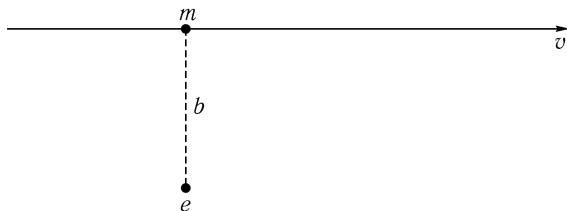


Рис. 4

Монополю будет прежде всего ионизовать (хотя его заряд и магнитный) в основном так же, как и электрический заряд, хотя надо подчеркнуть некоторые особенности. Предположим, что монополю движется вдоль линии, показанной на рис. 4; пусть b есть наименьшее расстояние, на котором он пройдет от электрона e . Тогда электрон будет находиться в магнитном поле $H \approx m/b^2$. Но, как известно, магнитное поле, произведенное движущейся частицей, будет для «неподвижного» наблюдателя давать электрическую составляющую

$$E \approx \frac{m}{b^2} \frac{v}{c}.$$

Отметим, что если бы со скоростью v двигался заряд e , то электрическое поле давалось бы просто выражением

$$E \approx \frac{e}{b^2}.$$

Однако, поскольку эффект ионизации по существу определяется квадратом поля E , имеем:

$$\frac{\text{Эффект монополя}}{\text{Эффект электрона}} \approx \left(\frac{m}{e}\right)^2 \left(\frac{v}{c}\right)^2.$$

При $v \sim c$ величина этого отношения приближенно равна $(m/e)^2 \approx (68,5)^2 = 4692$, так что монополь будет ионизовать, как ядро с атомным номером $Z \approx 68$. Вот почему, когда были открыты тяжелые ядра в космическом излучении, мы подумали, что это могут быть монополи.

Отметим еще, что при больших скоростях ионизация электрическим зарядом постоянна, а при малых скоростях — приблизительно пропорциональна $1/v^2$; наоборот, в случае монополя множитель v^2 в числителе исключит зависимость от скорости, и получится, что ионизационная способность не будет практически меняться при изменении скорости.



Рис. 5

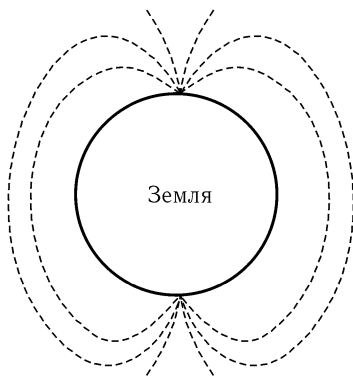
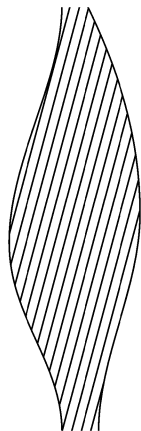


Рис. 6

Трек монополя в фотографической пластинке рядом с треком тяжелого ядра с зарядом 68 должен был в общих чертах выглядеть так, как показано на рис. 5. Трек ядра к концу утоньшается, потому что ядро начинает захватывать электроны, отчего его заряд и ионизационная способность уменьшаются. Трек монополя, наоборот, поддерживался бы заметно однородным, кроме самого конца, форму которого трудно предвидеть. Возможный монополь в космическом излучении испытывал бы влияние со стороны земного магнитного поля, но совсем иначе, чем ядро. Действительно, Земля имеет магнитное поле, силовые ли-

нии которого расположены примерно так, как показано на рис. 6. Если принять, что земное магнитное поле подобно создаваемому диполем с моментом μ , то магнитная потенциальная энергия монополя была бы на широте $\varphi = 90 - \theta$ равна

$$W_0 = 68e \frac{\mu}{r^2} \cos \theta.$$

В частности, на полюсе

$$W_0 = \frac{\mu}{r^2} 68e \approx 5 \cdot 10^{12} \text{ эв.}$$

Предположим, что монополь, вошедший в атмосферу, потерял свою энергию на ионизацию. Тогда земное магнитное поле стремилось бы всегда заставить его пройти через воздух, а так как он терял бы энергию по мере того, как получал ее от магнитного поля, движение имело бы характер вязкого движения. Легко найти, что при обычной плотности воздуха критическое поле составляет около 10 гаусс, т.е. поле, превышающее 10 гаусс, заставило бы монополь преодолеть сопротивление воздуха и двигаться ускоренно, а в более слабом поле движение было бы равномерным.

Так как магнитное поле Земли равно около 0,5 гаусс, оно оказывается в двадцать раз слабее, чем поле, ускоряющее монополь. Поэтому гипотетические монополи достигали бы Земли в вязком движении. Положительные монополи приходили бы на южное полушарие, а отрицательные — на северное¹. Проходя в заметном числе, они должны были нейтрализовать земное магнитное поле. Но поскольку такой эффект отсутствует, надо заключить, что монополей либо нет, либо их очень мало. С другой стороны, более важное следствие из их возможного существования состоит в том, что если есть хотя бы один монополь, то этого достаточно, чтобы произвести квантование электрического заряда.

¹Очевидно, автор, вопреки обыкновению, считает южный магнетизм положительным; южный магнитный полюс Земли находится в северном географическом полушарии, и на него должны приходить монополи с северным магнетизмом, который в тексте назван отрицательным. (*Прим. перев.*)

Энрико Ферми

ЛЕКЦИИ ПО АТОМНОЙ ФИЗИКЕ

Дизайнер М. В. Ботя

Технический редактор А. В. Ширококов

Компьютерный набор и верстка Ю. М. Шарычева

Корректор О. Ю. Кучеренко

Подписано в печать 15.02.01. Формат $60 \times 84 \frac{1}{16}$.

Бумага офсетная № 1. Печать офсетная. Усл. печ. л. 8,37. Уч. изд. л. 8,42.

Гарнитура Computer Modern Roman. Тираж 1000 экз. Заказ №

Научно-издательский центр «Регулярная и хаотическая динамика»
426057, г. Ижевск, ул. Пастухова, 13.

Лицензия на издательскую деятельность ЛУ № 084 от 03.04.00.

Отпечатано в полном соответствии с качеством
предоставленных диапозитивов в ФГУП «Полиграф-ресурсы».

101429, г. Москва, ул. Петровка, 26.
