

Л. Купер

ФИЗИКА ДЛЯ ВСЕХ

ВВЕДЕНИЕ

В СУЩНОСТЬ И СТРУКТУРУ ФИЗИКИ

Том 2

СОВРЕМЕННАЯ ФИЗИКА

Перевод с английского
кандидата физ.-мат. наук
С. Н. БРЕУСА

Под редакцией
доктора физ.-мат. наук
Ю. А. КРАВЦОВА

ИЗДАТЕЛЬСТВО «МИР»
МОСКВА 1974

УДК 53 (075)

Книга одного из видных американских физиков, лауреата Нобелевской премии Леона Купера содержит популярное изложение всей физики: от механики Галилея — Ньютона до квантовой механики и теории элементарных частиц. Автор не ограничивается простым рассмотрением тех или иных разделов физики, а анализирует основы физических явлений, выясняет связь между ними. Л. Купер блестяще владеет пером популяризатора, так что даже сложные вещи он преподносит просто, живо и увлекательно.

В том 1, вышедший в свет в 1973 г., вошли «классические» разделы физики: механика, оптика, электричество, молекулярная физика и термодинамика, излагаемые с позиций современной науки.

Настоящий, том 2 охватывает следующие вопросы: теорию относительности, элементы квантовой механики, строение атома и атомного ядра, физику элементарных частиц и другие проблемы физики последних лет.

Редакция литературы по физике

К $\frac{20401-324}{041(01)-74}$

ПЕРЕСМОТР ПОНЯТИЙ ПРОСТРАНСТВА И ВРЕМЕНИ

АБСОЛЮТНОЕ ДВИЖЕНИЕ, АБСОЛЮТНЫЙ ПОКОЙ НЕПОДВИЖНЫЙ ЦЕНТР ВСЕЛЕННОЙ

Лукреций писал:

Всю, самое по себе, составляют природу две вещи:
Это, во-первых, тела, во-вторых же, пустое пространство,
Где пребывают они и где двигаться могут различно [1].

Есть ли граница у этого пустого пространства?

Кроме того, коль признать, что пространство
Вселенной конечно,
То если б кто-нибудь вдруг, разбежавшись
в стремительном беге,
Крайних пределов достиг и оттуда, напрягши все силы,
Бросил с размаху копье, то — как ты считаешь? —
оно бы
Вдаль полетело, стремясь неуклонно к намеченной цели,
Или же что-нибудь там на пути ему помешало?
То иль другое признать придется тебе неизбежно,
Но ни одно не дает тебе выхода, и согласиться
Должен ты, что без конца распростерто пространство
Вселенной [2].

Позднее Джордано Бруно не раз повторял, пока его не «утихомирили» на костре: «Пусть эта поверхность будет какой-угодно; но я всегда спрашиваю: что находится за ней?» ¹⁾ [4]. Этот аргумент легко понять, и его невозможно опровергнуть. Если пространство ограничено, то спрашивается, что же находится за его пределами? ²⁾

Бесконечно пространство или нет; является ли оно просто соотношением между материальными телами или существует независимо от них само по себе; является ли пространство вместилищем материи, которое можно наблюдать и в отсутствие материальных тел; одина-

¹⁾ Он также писал, выдвигая некоторые пророческие мысли:

Впредь я уверенно расправляю крылья в пространстве,
Я не боюсь ни хрустальной, ни стеклянной преграды,
Я разрезаю небеса и устремляюсь в бесконечность.
Я подымаюсь от своего земного шара к другим мирам
И проникаю все глубже сквозь вечное пространство,
И те области его, которые видны другим издалека,
Я оставляю далеко позади [3].

²⁾ Предположим, однако, что пространство подобно поверхности сферы. Брошенное копье будет всегда лететь к цели; ничто не встанет на его пути, хотя Вселенная и не будет бесконечной.

ково ли пространство от точки к точке или же в нем существуют выделенные направления; является ли оно нейтральным или оно управляется телами, находящимися в нем; известны ли нам его свойства интуитивно, без внешнего воздействия на наш мозг, или эти свойства получены нами из опыта, — вот те вопросы, которые в то или иное время ставились относительно сущности, именуемой «пространством».

Пространство Галилея и Ньютона является евклидовым бесконечным пространством, однородным (его свойства не меняются от точки к точке), изотропным (одинаковым во всех направлениях), частично заполненным, частично пустым; в нем нет выделенных точек и направлений; оно является вмещителем, пустотой¹⁾, где находится материя.

«Абсолютное пространство,— писал Ньютон,— по самой своей сущности безотносительно к чему бы то ни было внешнему, остается всегда одинаковым и неподвижным» [5]. Именно такой взгляд на абсолютное пространство естественно приводит к первому закону движения. В отсутствие сил тело, движущееся в пустоте, в которой нет ни центра, ни выделенного направления, перемещается с постоянной скоростью по прямой линии. Почему, собственно, оно должно двигаться иначе? Этот вопрос, однако, таит в себе предпосылки и рождения и гибели идеи абсолютного пространства. Ибо можно спросить: относительно чего происходит равномерное движение тела? Тело, движущееся равномерно относительно Солнца, перемещается неравномерно относительно Земли. Предположение об абсолютном пространстве дает возможность найти удобную площадку для наблюдения всех явлений: ведь гораздо спокойнее оставаться при мысли, что абсолютное пространство существует независимо от нас.

Ньютон писал:

«Однако совершенно невозможно ни видеть, ни как-нибудь иначе различить при помощи наших органов чувств отдельные части этого пространства одну от другой, и вместо них приходится обращаться к измерениям, доступным чувствам. По положениям и расстояниям предметов от какого-либо тела, принимаемого за неподвижное, определяем места вообще, затем и о всех движениях судим по отношению к этим местам, рассматривая тела лишь как переносящиеся по ним. Таким образом вместо абсолютных мест и движений пользуются относительными; в делах житейских это не представляет неудобства» [6].

¹⁾ На первый взгляд представление о пространстве как о пустоте, в которой находится материя, выглядит сходным с нашими представлениями. Однако современный вакуум не является столь абсолютным, как вакуум, отвергнутый в древности. Вакуум древности был не только пустым, но в нем не могли распространяться никакие возмущения, кроме как движения реальных частиц (ибо как могло распространяться возмущение через ничто?). Поэтому открытие Посидония, что движение Луны связано с земными приливами, было расценено как опровержение идеи пустоты.

Здесь, однако, имеется некая неопределенность, которую признавал Ньютон и которая стала впоследствии источником одной из увлекательнейших проблем в истории физики. Представим, что первый закон движения выполняется с точки зрения наблюдателя, находящегося на какой-то площадке. Если на тело не действуют силы, то это тело, наблюдаемое с данной площадки, будет равномерно перемещаться по прямой линии с постоянной скоростью. Легко видеть, что если такая площадка существует, то существует и бесчисленное множество других площадок, обладающих аналогичными свойствами: этими свойствами обладают все площадки, движущиеся равномерно относительно первой. Для удобства рассуждений назовем первую площадку «неподвижным центром Вселенной». Это понятие, возможно, является фиктивным, однако оно столь наглядно, что мы не хотели бы отказываться от него преждевременно. «Центр системы мира,— писал Ньютон,— находится в покое. Это признается всеми, ибо одни принимают находящимися в этом центре и покоящимися Землю, другие — Солнце» [7]. Тем не менее для динамики Ньютона и для любых наблюдений в рамках ньютоновской системы абсолютно безразлично, находится ли центр Вселенной в покое или движется равномерно.

Представим, что этот центр мира покоится в центре абсолютного, постоянного и однородного пространства. С точки зрения наблюдателя, находящегося в центре мира, первый закон движения должен выполняться. Представим теперь другую площадку для наблюдения (позже мы назовем все эти площадки «системами отсчета»), которая равномерно перемещается относительно центра Вселенной. С помощью элементарных операций сложения или вычитания нетрудно доказать, что тело, движущееся равномерно относительно центра Вселенной, будет равномерно перемещаться и относительно второй площадки, но с другой скоростью. С точки зрения наблюдателя, находящегося на второй площадке, все законы динамики Ньютона остаются столь же справедливыми. Другими словами, абсолютно невозможно различить площадку, движущуюся равномерно относительно центра Вселенной, и сам центр. Следовательно, положение центра Вселенной необходимо постулировать. Его нельзя установить в рамках системы Ньютона. Если существует площадка, для которой законы Ньютона выполняются, то эти законы останутся справедливыми и для всех других площадок, которые движутся равномерно относительно первой ¹⁾.

Непосредственно ощутимое следствие первого закона движения состоит в том, что, находясь в движущемся закрытом помещении, мы не в состоянии понять, каково наше истинное, или абсолютное, движение. Как часто, путешествуя в поезде и видя в окно проходящий мимо другой состав, мы не могли понять, движемся ли мы сами или перемещается другой поезд. К сожалению, железнодорожные покрытия в нашей стране разрушаются столь быстро, что для следующего поколений подобные наблюдения уже не будут достаточно убедительными.

¹⁾ Все такие площадки называются *инерциальными системами отсчета*.

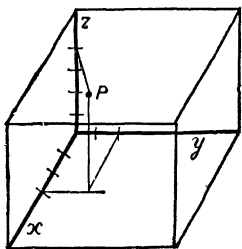
Чтобы движение было незаметным, не должно быть никаких качаний и вибраций, т. е. оно должно быть равномерным. Возможно, что подобные наблюдения удобнее проводить на борту корабля, плывущего по спокойному морю, находясь подальше от машинного отделения, или в самолете, летящем в спокойной атмосфере. Через окно мы увидим проходящие мимо облака или текущую морскую воду. Однако мы не в состоянии определить, кто движется — мы или облака. Земля перемещается по своей орбите со скоростью около 30 км/с; Солнце движется относительно центра нашей Галактики; Галактика сама в целом перемещается. Однако, если отвлечься от слабых эффектов, которые мы объясняем вращением, мы абсолютно не замечаем всех этих движений; мы могли бы даже поворачиваться относительно оси, проходящей через неподвижный центр Вселенной, и тоже не заметили бы этого.

СИСТЕМЫ ОТСЧЕТА

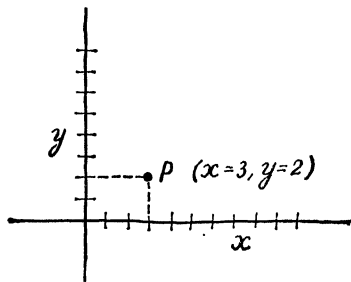
Введем теперь одно очень полезное представление. Допустим, что тело занимает определенное положение в пространстве. Каким образом можно зафиксировать это положение? Часто мы отмечаем положение тела, исходя из положения другого объекта; например, мы говорим: «две мили от Таймс-сквер» или «полмили от Эйфелевой башни, если идти в направлении Сены». Нас мало интересует абсолютное положение предмета. Положим, ваш друг сломал ногу в Альпах. В то время Земля находилась в определенной точке своей орбиты, Солнце — в какой-то точке своего пути через Галактику и т. д. Тем не менее врача не интересовали все эти подробности. Его интересовал лишь тот факт, что перелом произошел в пяти сантиметрах выше лодыжки в кости, называемой большой берцовой. Одно из свойств нашего мира проявилось здесь в том, что ваш друг может перемещаться вместе со своим переломом, причем положение последнего относительно лодыжки и колена будет оставаться неизменным. В данном случае в качестве удобной системы отсчета может служить нога человека. Тогда перелом будет расположен в пяти сантиметрах над лодыжкой.

Остров Манхэттен в Нью-Йорке является очень удобной территорией для определения местоположения, поскольку большинство его улиц образует прямоугольную сетку. Даже незнакомый с городом человек легко найдет место, которое ему указали как «угол 6-й авеню и 42-й стрит». Конечно, это указывает не область в абсолютном пространстве, а некое место относительно других улиц и зданий Манхэттена, а следовательно, поскольку Земля жесткая, — относительно других мест на Земле. Наше пространство трехмерно; однако, поскольку наши действия обычно ограничены земной поверхностью, для нас указание «угол 6-й авеню и 42-й стрит» является вполне достаточным. При этом подразумевается, что встреча состоится на улице. Последнее, конечно, не обязательно. Она может состояться и на четвертом этаже здания, расположенного на углу 6-й авеню и 42-й стрит.

Эта исключительно простая идея ¹⁾ формально обобщается с помощью понятия системы координат. Три пространственных измерения представляются в виде взаимно перпендикулярных осей x , y и z (фиг. 1). Положение точки определяется тогда, например, так: «три единицы вдоль x , две — вдоль y и четыре — вдоль z » либо набором из трех



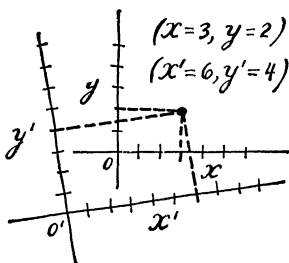
Фиг. 1.



Фиг. 2.

чисел, соответствующих значениям x , y и z [так, (3, 2, 4) означает, что $x=3$, $y=2$, $z=4$]. Это все равно что сказать: «6-я авеню вдоль x , 42-я стрит вдоль y и 4-й этаж вдоль z ».

Часто изображают лишь два измерения, поскольку во многих задачах то, что можно показать для трех измерений, легко демонстрируется для двух. Типичная двумерная система координат изображена на фиг. 2. Две взаимно перпендикулярные оси характеризуют положение точек на плоскости. Точка, отмеченная на фиг. 2, имеет координаты $x=3$ и $y=2$.



Фиг. 3.

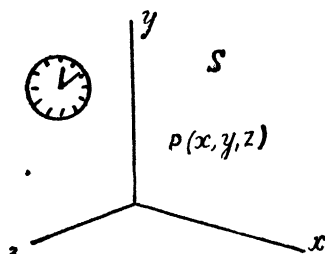
Если кто-нибудь скажет: «Встретимся в точке $x=3$ и $y=2$ », то такое утверждение будет иметь однозначный смысл, если второй человек знает, что оно относится к данной системе координат.

Далее, абсолютно очевидно, что та же самая точка будет иметь другие номера авеню и стрит, если рассматривать ее относительно улиц другого города или в другой координатной системе (фиг. 3). В новой системе, оси которой (или авеню и стриты) обозначены через x' и y' , эта точка имеет координаты $x'=6$ и $y'=4$. Координаты физической точки P зависят от той сетки, относительно которой эта точка рассматривается.

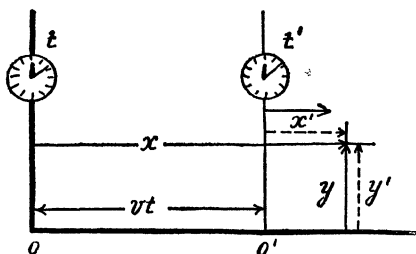
¹⁾ Впервые эта идея была выдвинута Декартом в его объединении алгебры и геометрии (аналитической геометрии). С каждой точкой трехмерного пространства ему удалось связать три числа (x , y , z), а с каждой тройкой чисел — точку в пространстве. Тогда все геометрические объекты и теоремы представляются как алгебраические объекты и алгебраические соотношения (см. приложение).

Иногда желательно зафиксировать так называемое событие, или точку в пространстве и времени. Для этого надо иметь три пространственных и временные измерения (фиг. 4).

Вскоре нам потребуются координатные системы, равномерно движущиеся друг относительно друга (для удобства системы координат будут называться либо «неподвижными», либо «движущимися»). Представим, что в момент $t=0$ оси x и y двух координатных систем



Фиг. 4. Событие расположено в точке пространства $P(x, y, z)$ и в тот момент времени, когда оно происходит.



Фиг. 5.

совпадали, а движение происходит вдоль оси x (фиг. 5). Через временной интервал t начало «движущейся системы координат» O' будет находиться на расстоянии vt от начала «неподвижной системы» O . Таким образом, событие, происходящее в пространственно-временной точке P , имеет координаты (x, y, t) в «неподвижной системе отсчета» и координаты (x', y', t') в «движущейся системе», причем в соответствии с обычными правилами ¹⁾:

$$\begin{aligned} x' &= x - vt, \\ y' &= y, \\ t' &= t. \end{aligned}$$

СВЕТОНОСНЫЙ ЭФИР

В рамках ньютоновской системы невозможно ни установить абсолютный центр Вселенной, ни убедиться в том, что этот центр неподвижен. Идея абсолютного и неподвижного пространства, возможно, наглядна и удобна, однако такое пространство оказывается принципиально ненаблюдаемым. Между тем уравнения электричества, магнетизма и распространения света, полученные Максвеллом, не остаются неизменными при переходе от одной инерциальной системы к другой.

¹⁾ Эти правила называются преобразованиями Галилея для пространственных и временных координат точки при переходе из движущейся (штрихованные x', y', t') координатной системы к неподвижной (нештрихованные x, y, t).

Это означает по крайней мере то, что можно найти систему отсчета, которая покоится относительно «световой среды» (эфира), а следовательно, является выделенной.

Все материальные волны, т. е. волны, с помощью которых нам удалось создать абстрактное понятие волны, представляют собой возмущения, распространяющиеся в какой-нибудь среде. Человеку девятнадцатого века было трудно согласиться с мыслью, что свет, или электромагнитная волна, может быть некой абстрактной сущностью, распространяющейся через ничто. В статье, опубликованной в «Британской энциклопедии», Максвелл писал:

«Доказательства в пользу существования светоносного эфира получили прочную опору, когда были открыты новые явления света и других излучений; и свойства этой среды, выведенные на основании явлений света, оказались совершенно такими же, какие требуются для объяснения электромагнитных явлений... С какими бы трудностями в наших попытках выработать состоятельное представление о строении эфира ни приходилось нам сталкиваться, но несомненно, что межпланетное и межзвездное пространства не суть пространства пустые, но заняты материальной субстанцией, или телом, самым обширным и, нужно думать, самым однородным, какое только нам известно» [8].

Дебаты, касающиеся светоносного эфира и нашего к нему отношения, непрерывно ширились, и к концу девятнадцатого века они достигли, если можно так выразиться, лихорадочной стадии. Причина была не только в том, что чувствовалась (как чувствовал и Максвелл) потребность в какой-то среде, через которую распространяются электромагнитные и световые волны. Пока хотели понять, нужен ли эфир или же можно обойтись без него, и пока он служил в качестве наглядной модели или помогал механической интерпретации распространения света, ажиотаж не возникал. Интерес к эфиру чрезвычайно возрос к концу девятнадцатого века, когда стало ясно, что созданная Максвеллом электромагнитная теория, оказавшаяся поразительно успешной, свидетельствует как будто о том, что эфир можно наблюдать.

Суть многих опытов, проведенных во второй половине девятнадцатого века, сводилась к следующему. Согласно теории электромагнитных волн Максвелла, свет распространяется со скоростью $c = 3 \times 10^{10}$ см/с. Спрашивается, относительно чего свет движется с такой скоростью? Когда в обыденной жизни нам приходится определять скорость, мы относим ее к какой-нибудь системе отсчета. Скорости самолета относительно воздуха и земли различны. Если самолет летит по ветру, скорость которого 100 км/ч, а его собственная скорость относительно воздуха 500 км/ч, значит, относительно земли самолет летит со скоростью 600 км/ч. То же можно сказать и о скорости корабля, плывущего по течению, о скорости крысы, бегущей по ленте транспортера, и т. д. Относительно чего же тогда движется свет со скоростью c ?

Ответ на этот вопрос фактически не содержится ни в теории Максвелла, ни в теории Юнга и Френеля. По-видимому, если свет — волна и если волна распространяется в среде, то свет движется со скоростью c относительно среды. Следовательно, если электромагнитные волны действительно тождественны свету, то свет, или электромагнитные волны, распространяется со скоростью c относительно светоносного эфира.

Из этого рассуждения вытекают различные интересные следствия. Предположим, например, что мы сами перемещаемся относительно эфира. Спрашивается, повлияет ли наше движение относительно эфира (относительно которого свет распространяется со скоростью c) на наши наблюдения оптических явлений? К концу девятнадцатого столетия подобный вопрос задавался неоднократно. И всякий раз никакого влияния обнаружить не удавалось; создавалось впечатление, будто Земля неподвижна относительно эфира. Максвелл пророчески заметил:

«Весь вопрос о состоянии светоносной среды возле Земли и об ее отношении к обыкновенной материи еще далеко не решен опытом» [9].

29

ОПЫТ МАЙКЕЛЬСОНА—МОРЛИ

В 1887 г. Майкельсон предложил простой и прямой способ измерения абсолютного движения Земли относительно эфира. Согласно житейским представлениям, если скорость света через эфир равна c , то с точки зрения наблюдателя, движущегося относительно эфира, скорость света должна отличаться от c . Поскольку Земля движется относительно Солнца со скоростью, равной примерно 30 км/с, разумно предположить, что Земля по крайней мере в какой-то период года перемещается со скоростью порядка 30 км/с относительно эфира. (В противном случае пришлось бы считать, что Земля покоится, а вся остальная Вселенная вращается вокруг нее; не правда ли, неожиданное и забавное возвращение к точке зрения Птолемея?) Отвлекаясь от сложностей, связанных со всевозможными техническими деталями, можно сказать, что суть опыта Майкельсона состояла в измерении временного интервала, в течение которого световой импульс проходил заданное расстояние между двумя точками; в результате Майкельсон мог определить скорость светового импульса.

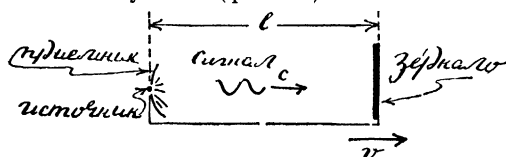
Кажется, что нет ничего проще этой задачи. Однако нетрудно убедиться в том, что осуществление подобного измерения почти невозможно. Как это часто бывает, легко понять, что следует делать, но

очень трудно это осуществить. Время, за которое свет распространяется от одной точки на поверхности Земли к другой, слишком мало, чтобы заметить отклонения, связанные с возможным движением Земли относительно эфира. Заслуга Майкельсона и присоединившегося к нему позже Морли состояла именно в том, что им удалось, проявив исключительную изобретательность и используя новейшие технические достижения, создать такую установку, с помощью которой можно было бы уверенно выделить столь небольшую по сравнению со скоростью света (300 000 км/с) величину, как 30 км/с.

Если бы скорость света относительно светонесущей среды складывалась со скоростью наблюдателя относительно этой среды в соответствии с общепринятыми тогда представлениями, то время, за которое световой импульс совершает замкнутый путь (от источника к отражателю и назад до источника), зависело бы от скорости прибора относительно светонесущей среды и от взаимного расположения векторов скорости прибора и светового импульса. Технический фокус, придуманный Майкельсоном для обнаружения малейших расхождений во временах распространения световых импульсов, вызванных движением прибора относительно эфира, основывался на использовании явления интерференции. Чтобы лучше разобраться в том, что было сделано Майкельсоном, вычислим, используя общепринятые тогда правила ¹⁾, время, за которое распространяющийся в среде световой импульс проходит от источника до отражателя и обратно. (При этом придется слегка поворозиться с алгебраическими выкладками, но с этим надо примириться, так как без алгебры трудно будет разобраться в теории относительности.)

Параллельное распространение

Вычислим сначала время, за которое импульс ²⁾ распространяется от источника до отражателя и обратно в случае, когда направление движения прибора параллельно направлению распространения светового импульса (фиг. 7).



Фиг. 7. Источник излучает один сигнал, который отражается от зеркала, находящегося на расстоянии l , и возвращается в приемник.

Если прибор покоится относительно световой среды, то импульс, порожденный источником, достигает отражателя через время l/c и

¹⁾ Преобразования Галилея от движущейся к неподвижной системе отсчета.

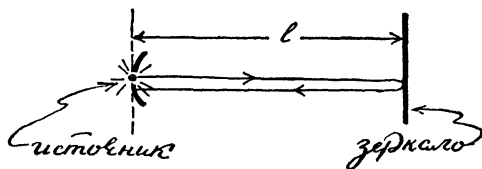
²⁾ Мы рассматриваем импульс для наглядности; можно было бы рассмотреть движение какой-либо части (например, отрезка в одну длину волны) периодической монохроматической волны, как показано на фиг. 6.



Фиг. 6.

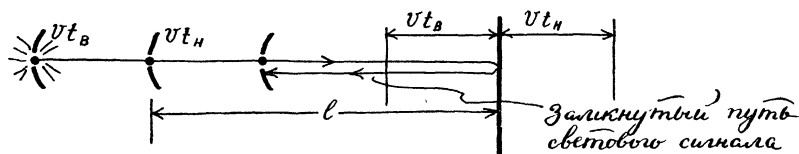
возвращается обратно к источнику через время $2l/c$, т. е. полное время, за которое импульс совершает замкнутый путь, просто равно полной длине пути, деленной на скорость импульса (фиг. 8).

Спрашивается, через какое время импульс, вышедший из источника, достигнет отражателя, если прибор движется относительно эфира со скоростью v ? Когда импульс пройдет расстояние l , отражатель за



Фиг. 8. Прибор неподвижен относительно эфира. Время полного пути сигнала $T = 2l/c$.

это время отодвинется на некоторое расстояние. Следовательно, импульс должен двигаться дальше, чтобы в конце концов достигнуть отражателя. Если отражатель движется быстрее импульса (v больше c), последний никогда не догонит отражателя. Если же отражатель движется медленнее импульса, то импульс в конце концов достигнет отражателя, но за более продолжительное время.



Фиг. 9. Прибор движется. Отражатель «убегает» от сигнала, $t_b = l/(c - v)$; приемник движется навстречу сигналу, $t_n = l/(c + v)$.

Обозначим через t_b время, за которое импульс распространяется вперед от источника до отражателя. За время t_b отражатель проходит расстояние vt_b , т. е., помимо расстояния l , световой импульс должен пройти еще путь vt_b , чтобы догнать отражателя. Следовательно, полный путь импульса равен $l + vt_b$ (фиг. 9). Поскольку импульс движется со скоростью c ,

$$ct_b = l + vt_b, \quad (29.1)$$

или

$$t_b = \frac{l}{c - v}. \quad (29.2)$$

Отразившись, импульс распространяется в обратную сторону. Теперь источник движется навстречу импульсу, тем самым сокращая ему путь. Обозначим через t_n время движения импульса назад; за это время приемник приблизится к импульсу на расстояние vt_n , так что полный обратный путь импульса окажется равным $l - vt_n$ (фиг. 9.). В результате получим

$$ct_n = l - vt_n, \quad (29.3)$$

или

$$t_{\text{н}} = \frac{l}{c+v}. \quad (29.4)$$

Если обозначить полное время, за которое импульс, движущийся параллельно движению прибора, совершает замкнутый путь, через $T_{\parallel}$, то

$$T_{\parallel} = t_{\text{в}} + t_{\text{н}}, \quad (29.5)$$

или

$$T_{\parallel} = \frac{l}{c-v} + \frac{l}{c+v} = \frac{2lc}{c^2 - v^2}. \quad (29.6)$$

Разделив числитель и знаменатель (29.6) на c^2 , получим

$$T_{\parallel} = \frac{2l}{c} \left(\frac{1}{1 - v^2/c^2} \right). \quad (29.7)$$

При $v=0$ имеем

$$T_{\parallel} = \frac{2l}{c}, \quad (29.8)$$

как и должно быть, если прибор покоится. При возрастании v величина $T_{\parallel}$ становится все больше. Когда v достигает c , время $T_{\parallel}$ обращается в бесконечность, т. е. импульс никогда не достигает отражателя. С помощью описанной установки (если бы нам удалось измерить время распространения импульса по замкнутому пути) мы могли бы определить нашу скорость относительно светоносной среды.

В принципе Майкельсону было достаточно измерить время распространения импульса по замкнутому пути $T_{\parallel}$. Однако простой расчет показывает, что подобное измерение практически неосуществимо. Допустим, $l=15$ см. Тогда, если прибор покоится относительно эфира, время распространения импульса

$$T_{\parallel} = \frac{2l}{c} = \frac{30 \text{ см}}{3 \cdot 10^{10} \text{ см/с}} = 10^{-9} \text{ с}. \quad (29.9)$$

Допустим, что прибор движется в эфире со скоростью $3 \cdot 10^6$ см/с (30 км/с). Тогда время распространения изменится лишь на 10^{-17} с.

Обозначим изменение времени распространения импульса по замкнутому пути через ΔT . Когда направление движения прибора параллельно распространению импульса,

$$\begin{aligned} \Delta T &= T_{\parallel} (\text{прибор движется}) - T_{\parallel} (\text{прибор покоится}) = \\ &= \frac{2l}{c} \frac{1}{1 - v^2/c^2} - \frac{2l}{c} = \\ &= \frac{2l}{c} \left(\frac{1}{1 - v^2/c^2} - 1 \right) = \frac{2l}{c} \left(\frac{1}{1 - v^2/c^2} \right) \frac{v^2}{c^2}. \end{aligned} \quad (29.10)$$

Эта величина всегда положительна. (Время распространения импульса по замкнутому пути всегда больше, когда прибор движется.) Отношение изменения времени к полному времени равно

$$\frac{\Delta T}{T_{\parallel}} = \frac{v^2}{c^2}. \quad (29.11)$$

Допустим, что скорость движения прибора относительно эфира равна $3 \cdot 10^6$ см/с (порядка скорости вращения Земли по орбите вокруг Солнца). Тогда

$$\frac{\Delta T}{T_{\parallel}} = \frac{v^2}{c^2} = \frac{9 \cdot 10^{12}}{9 \cdot 10^{20}} = 10^{-8} \quad (29.12)$$

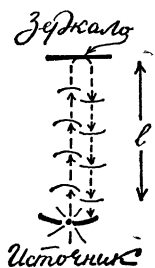
и

$$\Delta T = 10^{-8} T_{\parallel} = 10^{-17} \text{ с.} \quad (29.13)$$

Выделить такие временные интервалы из отрезка времени, в 10^8 раз большего,— это все равно что пытаться взвесить ресничку, взвешивая человека, снимая затем с него ресничку, взвешивая человека заново, а затем вычитая полученные веса для нахождения веса реснички. Задача экспериментальной физики состоит в том, чтобы снять ресничку и взвесить ее саму, т. е. в данном случае непосредственно измерить ΔT . Метод Майкельсона основан на том, что величина ΔT зависит от угла, который составляет направление движения прибора с направлением распространения импульса. Когда, как выше, эти направления параллельны между собой, величина ΔT максимальна. Если же они взаимно перпендикулярны, величина ΔT минимальна.

Перпендикулярное распространение

Рассмотрим теперь время распространения импульса, движущегося перпендикулярно направлению скорости прибора относительно эфира.



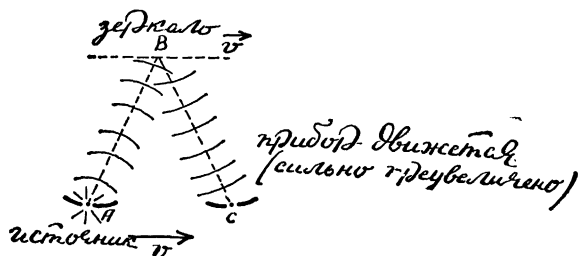
Фиг. 10.

Когда прибор покоится (фиг. 10), импульс проходит расстояние $2l$, и, если его скорость в эфире равна c , время распространения импульса туда и обратно будет снова равно $2l/c$.

Когда прибор движется со скоростью v , как показано на фиг. 11, импульс проходит более длинный путь ABC , а следовательно, затрачивает на это больше времени. Разделив длину пути ABC на скорость импульса c , мы получим время $T_{\perp}$ распространения импульса по замкнутому пути, когда скорость прибора перпендикулярна направле-

нию распространения импульса:

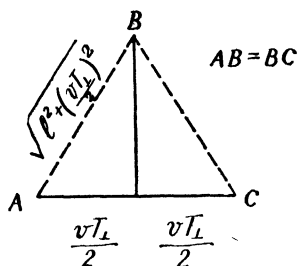
$$T_{\perp} = \frac{2l}{c} \frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}}. \quad (29.14)$$



Ф и г. 11.

Из фиг. 12 видно, что

$$ABC = 2 \sqrt{l^2 + \left(\frac{vT_{\perp}}{2}\right)^2}. \quad (29.15)$$



Ф и г. 12.

Отсюда

$$ABC = cT_{\perp} = 2 \sqrt{l^2 + \left(\frac{vT_{\perp}}{2}\right)^2}, \quad (29.16)$$

или

$$c^2 T_{\perp}^2 = 4 \left(l^2 + \frac{1}{4} v^2 T_{\perp}^2 \right) = 4l^2 + v^2 T_{\perp}^2. \quad (29.17)$$

Следовательно,

$$(c^2 - v^2) T_{\perp}^2 = 4l^2 \quad \text{и} \quad T_{\perp} = \frac{2l}{\sqrt{c^2 - v^2}} = \frac{2l}{c} \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}.$$

Если теперь сравнить величины $T_{\perp}$ и $T_{\parallel}$, то нетрудно увидеть, что время распространения импульса по замкнутому пути меньше в том случае, когда скорости прибора и импульса взаимно перпендикулярны:

$$T_{\parallel} = \frac{2l}{c} \frac{1}{1 - v^2/c^2}, \quad (29.18)$$

в то время как

$$T_{\perp} = \frac{2l}{c} \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \quad (29.19)$$

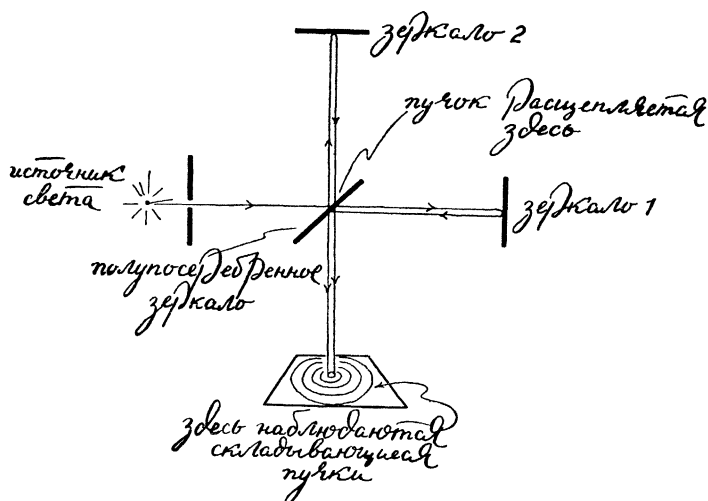
Следовательно,

$$T_{\perp} = T_{\parallel} \sqrt{1 - v^2/c^2}. \quad (29.20)$$

При обычных условиях множитель $\sqrt{1 - v^2/c^2}$ вносит лишь незначительное различие во времена распространения двух импульсов. Они вернутся к источнику, разойдясь по времени на тысячную часть от триллионной доли секунды, в то время как весь путь займет всего десятиллионную долю секунды.

ИНТЕРФЕРОМЕТР

На первый взгляд может показаться, что мы лишь усложнили вопрос. Однако Майкельсону удалось создать прибор, называемый интерферометром, с помощью которого можно измерять расстояния, используя

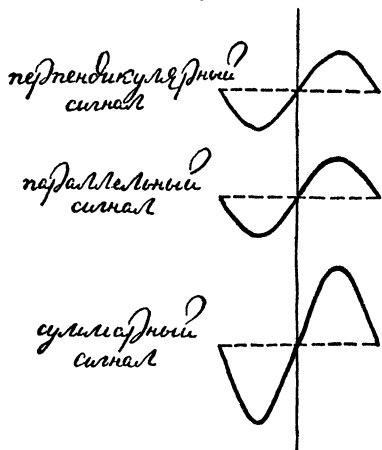


Ф и г. 13. Схематический чертеж интерферометра Майкельсона.

интерференционную картину, возникающую при сложении двух световых волн, находящихся не в фазе, но первоначально испущенных в фазе. Посылая световые импульсы одновременно в двух направлениях, можно измерять исключительно малые временные и пространственные отрезки, если наблюдать за интерференционной картиной, возникающей при сложении этих двух импульсов. Опишем, не входя во все под-

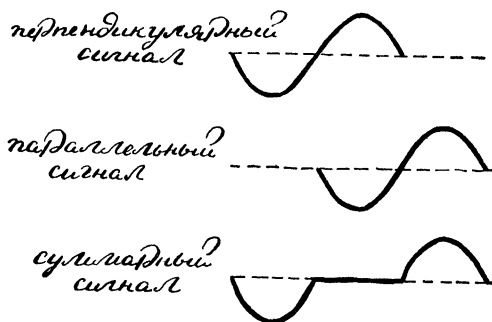
робности и рассматривая лишь одиночный импульс, как Майкельсону удалось свести измерение временных интервалов к наблюдению интерференционной картины; в случае периодических волн от обычно используемого источника монохроматического света принцип измерения остается таким же.

Сердце интерферометра — полупрозрачное посеребренное зеркало, наклоненное под углом 45° к направлению движения выходящего из



Фиг. 14.

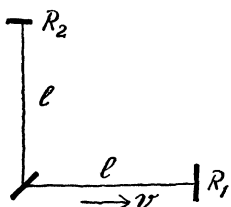
на фиг. 14. Если же эти времена различны, то результирующий импульс может иметь иную форму, например как на фиг. 15, и наблюдатель заметит изменение интерференционной картины. Именно это



Фиг. 15.

изменение интерференционной картины и намеревался использовать Майкельсон для измерения разности времен распространения $T_{\perp}$ и $T_{\parallel}$, что позволило бы ему вычислить скорость движения Земли по отношению к эфиру.

Допустим, например, что вначале плечо 1 интерферометра было параллельно направлению движения Земли относительно эфира, плечо 2 перпендикулярно этому направлению, а их длины для простоты одинаковы и равны l (фиг. 16). Время распространения импульса, движущегося параллельно движению прибора, по замкнутому пути



$$T_{\parallel} = \frac{2l}{c} \frac{1}{1 - v^2/c^2}. \quad (29.21)$$

Фиг. 16.

Если прибор повернуть на 90° , то это плечо станет перпендикулярным направлению движения Земли относительно эфира, и время распространения импульса изменится:

$$T_{\perp} = \frac{2l}{c} \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad (29.22)$$

т. е. станет короче на величину

$$T_{\parallel} - T_{\perp} = \frac{2l}{c} \left(\frac{1}{1 - v^2/c^2} - \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \right). \quad (29.23)$$

При том же повороте прибора плечо, бывшее первоначально перпендикулярным направлению движения Земли, станет параллельным ему, а соответствующее полное время распространения импульса увеличится на

$$T_{\parallel} - T_{\perp} = \frac{2l}{c} \left(\frac{1}{1 - v^2/c^2} - \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \right). \quad (29.24)$$

Следовательно, временное запаздывание одного импульса относительно второго

$$\Delta T = \frac{4l}{c} \left(\frac{1}{1 - v^2/c^2} - \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \right). \quad (29.25)$$

При $l=60$ см и $v=3 \cdot 10^6$ см/с (30 км/с)

$$\Delta T \approx 4 \cdot 10^{-17} \text{ с}, \quad (29.26)$$

что, конечно, является очень малым временным интервалом. Однако мы теперь обладаем прямым методом его измерения. Длина волны видимого света порядка $3 \cdot 10^{-5}$ см. Пространственное смещение двух импульсов, вызванное поворотом прибора, равно

$$c(\Delta T) = 3 \cdot 10^{10} \text{ см/с} \cdot 4 \cdot 10^{-17} \text{ с} = 1,2 \cdot 10^{-6} \text{ см}. \quad (29.27)$$

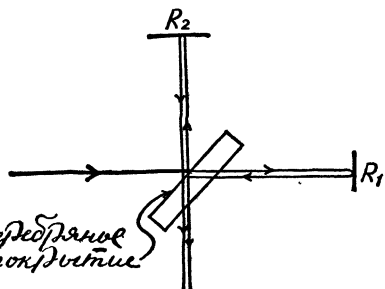
Таким образом, при повороте прибора импульсы расходятся на величину порядка $1,2 \cdot 10^{-6} / 3 \cdot 10^{-5} = 0,04$ длины волны. Эта разность фаз приведет к смещению интерференционной картины при повороте прибора, которое и надеялся наблюдать Майкельсон.

Интерферометры, которыми действительно пользуются в этом лучшем из миров, безусловно более сложны. В самом деле:

1) Длины двух плеч невозможно сделать равными с точностью более чем в несколько долей длины волны света.

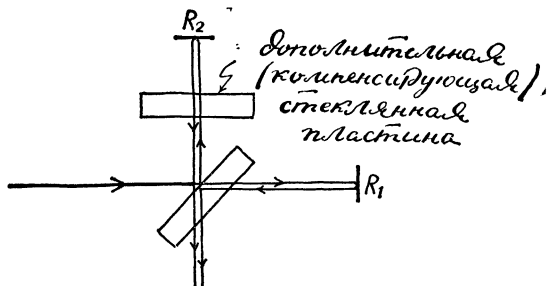
2) Даже если бы и удалось сделать плечи равными, расщепленные лучи все равно проходили бы различные оптические пути, поскольку они пересекают стекло зеркала различное число раз, а скорость света

в стекле отличается от скорости света в воздухе. Так, из фиг. 17 видно, что первоначально отраженный импульс пересекает стекло один раз, в то время как прошедший импульс пересекает его трижды. Этот эффект, впрочем, можно компенсировать, если на пути первоначально отраженного луча поместить стеклянную пластину нужной толщины (фиг. 18).



Фиг. 17.

3) При отражении импульса его фаза меняется [отражаясь от непроницаемого барьера, импульс изменяет свою полярность на противоположную (см. гл. 17)]. Однако в интерферометре оба импульса отражаются один раз, так что при падении на экран для наблюдения исходные фазовые соотношения восстанавливаются.



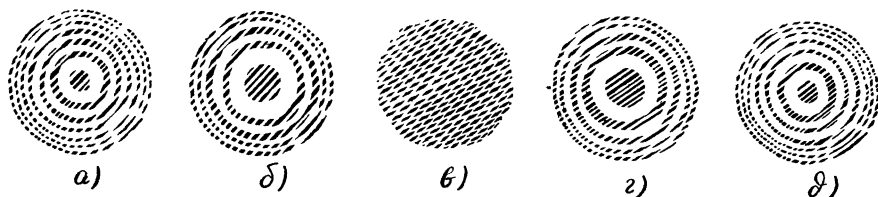
Фиг. 18.

4) Стеклянная пластинка обладает дисперсией. В результате лучи с различными длинами волн, из которых состоит импульс, слегка разойдутся, так как скорости этих лучей в стекле различны. Эта трудность в эксперименте, впрочем, не возникает, поскольку на практике используют монохроматический свет (свет одной длины волн).

Установка может также колебаться, неравномерно расширяться, изгибаться и т. п. Тем не менее, проявив достаточное терпение, изобретательность и трудолюбие (когда проводится подобный эксперимент, свет в лаборатории горит всю ночь, обеды стынут и ученые забывают о своих женах), можно преодолеть все эти затруднения и создать прак-

тически идеальный интерферометр, в котором оптические пути обоих лучей были бы равны друг другу. Расщепленные монохроматические лучи образуют на экране для наблюдений интерференционную картину. При повороте прибора плечо интерферометра, бывшее вначале перпендикулярным направлению движения, становится параллельным и наоборот. При этом времена распространения изменяются и интерференционная картина должна сместиться.

На фиг. 19 представлена система интерференционных колец, наблюдаемая при определенных условиях. Фиг. 19, а соответствует случаю, когда оптические пути различны, скажем $T_{\perp}$ больше $T_{\parallel}$. При



Ф и г. 19.

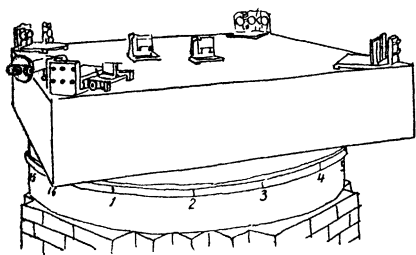
приближении $T_{\perp}$ к $T_{\parallel}$ (фиг. 19, б) радиус темных колец уменьшается (кольцо исчезает всякий раз, когда величина $\Delta T_{\perp}$ становится равной λ), а расстояние между ними возрастает вплоть до критического момента, когда время $T_{\perp}$ достигает $T_{\parallel}$ (фиг. 19, в) и центральное темное пятно закрывает все поле зрения. Затем, когда время $T_{\parallel}$ начинает превосходить $T_{\perp}$, процесс идет в обратном направлении (фиг. 19, г и д).

РЕЗУЛЬТАТЫ

Когда Майкельсон впервые проводил свой опыт в 1881 г., он использовал желтый свет, и ожидаемое смещение интерференционных полос было порядка 0,04 расстояния между ними. Позднее он писал:

«Одна из основных трудностей, с которыми пришлось столкнуться при проведении первого эксперимента, состояла в том, что оказалось невозможным повернуть установку без искажений; другая трудность заключалась в исключительной чувствительности установки к вибрациям. Последняя была настолько высока, что, работая в городе, оказалось невозможным, за исключением разве что коротких интервалов времени, наблюдать интерференционную картину даже в два часа ночи. Наконец, как уже было отмечено, величина, которую необходимо наблюдать, а именно смещение, не превышающее одной двадцатой части расстояния между интерференционными полосами, могла оказаться слишком малой, чтобы ее можно было отделить от ошибок измерений.

Первые из перечисленных трудностей были полностью преодолены (во втором эксперименте), когда установку поместили на массивную плиту, плававшую в ртути (фиг. 20); другие затруднения удалось обойти удлинением пути светового луча примерно в десять раз за счет повторных отражений... В результате

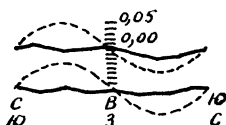


Фиг. 20. Установка Майкельсона (взято из [2]).

ожидаемое смещение стало равным 0,4 ширины интерференционной полосы (если бы Земля двигалась относительно эфира). Фактическое смещение оказалось заведомо меньше двадцатой части ожидаемой величины, а возможно, и меньше сороковой части. Поскольку смещение пропорционально квадрату скорости, относительная ско-

рость Земли и эфира, вероятно, меньше одной шестой орбитальной скорости Земли и определенно меньше одной четвертой этой скорости.

Результаты наблюдений представлены на графике (фиг. 21). Верхние кривые соответствуют дневным наблюдениям, а нижние — вечерним. Пунктирные кривые соответствуют *одной*



Фиг. 21. По вертикали отложена величина смещения интерференционных полос, по горизонтали — ориентация интерферометра относительно направления восток — запад.

восьмой ожидаемого смещения. На основании этих графиков разумно заключить, что, если и существует смещение, вызванное относительным движением Земли и светоносного эфира, оно не может быть существенно больше 0,01 расстояния между интерференционными полосами» [1].

Эти наблюдения проводились в течение длительного периода времени, начиная с мая, когда Земля двигалась в одну сторону по своей орбите, и кончая ноябрем, когда она двигалась в противоположную сторону. С тех пор этот опыт многократно повторяли, проводя наблюдения в течение очень продолжительного времени и при различных условиях. Результат, однако, всегда оказывался одним и тем же: никакого движения Земли относительно эфира обнаружить не удалось. Согласно современным данным, этот результат можно численно сформулировать так: если считать, что свет движется относительно эфира со скоростью c и наш анализ времен распространения верен, скорость Земли относительно эфира никогда не превышает одной тысячной орбитальной скорости Земли.

30

ПРИНЦИП ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

СОКРАЩЕНИЕ ЛОРЕНЦА — ФИТЦДЖЕРАЛЬДА

Занимая скромную должность младшего эксперта в швейцарском Патентном бюро, Альберт Эйнштейн, который, будучи студентом, не обратил на себя внимания ни одного из профессоров, которого попросили покинуть мюнхенскую гимназию ввиду того, что он оказывал дурное влияние на своих соучеников ¹⁾, и который был обязан как своим пребыванием в швейцарском Федеральном технологическом институте, так и своей работой в Патентном бюро своему другу Марселю Гроссману, писал в 1905 г.:

«Примеры подобного рода, как и неудавшиеся попытки обнаружить движение Земли относительно «светоносной среды», ведут к предположению, что не только в механике, но и в электродинамике никакие свойства явлений не соответствуют понятию абсолютного покоя, и даже, более того,— к предположению, что для всех координатных систем, для которых справедливы уравнения механики, справедливы те же электродинамические и оптические законы... Это предположение (содержание которого в дальнейшем будет называться «принципом относительности») мы намерены превратить в предпосылку и сделать, кроме того, добавочное допущение, находящееся с первым лишь в кажущемся противоречии, а именно, что свет в пустоте всегда распространяется с определенной скоростью, не зависящей от состояния движения излучающего тела» [1].

Эти два постулата, заявил Эйнштейн, находятся «лишь в кажущемся противоречии». За исключением, быть может, своего друга и коллеги М. Бессо, он был единственным в мире человеком, кто обладал тогда этим знанием ²⁾.

Неудачная попытка Майкельсона и Морли наблюдать движение Земли относительно эфира была лишь одной из огромного числа принятых в конце девятнадцатого века попыток определить скорость

¹⁾ Один из его преподавателей (классный наставник, без сомнения) заявил ему, что из него ничего не получится, а его безразличие деморализует как учителей, так и учеников.

²⁾ Прошло несколько лет, прежде чем научный мир оценил работу Эйнштейна. Говорят, что некий профессор Краковского университета предложил однажды вниманию своих студентов статью Эйнштейна, сопроводив ее словами: «Родился новый Коперник».

движения Земли относительно этой светоносной среды¹⁾. Поскольку каждый раз получался нулевой результат, теоретикам приходилось придумывать новые и все более безнадежные объяснения. Простора же для мысли было немного.

В самом конце девятнадцатого века Фитцджеральд и Лоренц выдвинули предположение, что при движении твердого тела относительно эфира его размеры изменяются так, что его длина в направлении движения сокращается как раз на такую величину, которая и приводит к отрицательному результату опыта Майкельсона — Морли. Если, согласно их предположению, длина $l_{||}$, параллельная направлению движения прибора, сокращается, так что она «в действительности» становится равной $l_{||} = l\sqrt{1-v^2/c^2}$, то время распространения в параллельном направлении в точности совпадает с временем распространения в перпендикулярном направлении и при повороте установки интерференционная картина не должна сместиться.

В 1908 г. Минковский писал:

«Согласно Лоренцу, любое движущееся тело должно сокращаться в направлении своего движения, и если скорость тела равна v , это сокращение пропорционально множителю $1/\sqrt{1-v^2/c^2}$. Эта гипотеза выглядит чрезвычайно фантастической, поскольку сокращение тел нельзя считать следствием сопротивления эфира или каких-нибудь подобных явлений, а можно лишь рассматривать как дар свыше, или как явление, сопровождающее само движение» [2].

Возникла настоятельная необходимость в фундаментальном объяснении предполагаемого сокращения движущихся тел, и Г. А. Лоренц попытался создать подробную теорию поведения твердых тел, находящихся в движении [3]. Его статья производит поразительное впечатление: большинство написанных в ней уравнений имеют форму, которую мы сейчас считаем правильной. Статья содержит почти все, за исключением кардинального изменения взглядов на мир, которое мы связываем с работой Эйнштейна.

Лоренц рассматривает поведение вещества, скажем твердого стержня, находящегося в движении, предполагая, что силы, удерживающие вместе частицы стержня, — либо электромагнитные, либо ведут себя подобно электромагнитным. Затем, пользуясь электродинамикой Максвелла, Лоренц показывает, что силы, удерживающие частицы твердого стержня, изменяются, если стержень перемещается относительно эфира (например, между движущимися заряженными частицами начинают действовать магнитные силы, которые отсутствовали,

¹⁾ Сейчас это кажется невероятным, но Эйнштейн мог и не знать в 1905 г. о результатах опыта Майкельсона — Морли. Сам Эйнштейн говорил, что, насколько он помнит, он узнал об этом опыте только после своей статьи 1905 г. Если это так, то он верил в свои постулаты, основываясь лишь на отсутствии симметрии в электродинамике и на различных экспериментальных данных, полученных для земных скоростей, ничего не зная об опыте, который сейчас мы считаем наиболее прямым.

когда заряды покоились). Далее, Лоренц выдвигает предположение, что все силы подобны электромагнитным, а поскольку последние изменяются при движении тела, равновесное положение зарядов в стержне тоже изменится и окажется, что при движении стержень сокращается.

При этом Лоренц вынужден был допустить, что, например, электроны, которые в состоянии покоя считаются сферами радиуса R , изменяют свои размеры при движении так же, как и сам стержень. Более того, он должен был предположить, что силы, действующие между нейтральными частицами, как и силы взаимодействия между различными заряженными частицами, изменяются при движении частиц подобно электрическим силам. Иными словами, при перемещении тел все силы ведут себя подобно электромагнитным. Используя перечисленные допущения, Лоренцу удалось нарисовать физическую картину сокращения твердого стержня. Стержень сокращается вследствие того, что силы, действующие между частицами стержня, изменяются при его движении.

В своей статье Лоренц получил, что масса электрона должна изменяться, когда электрон начинает двигаться; затем Лоренц ввел время t' , названное им «местным временем в движущейся системе». Это время не совпадает с временем в неподвижной системе и связано с ним весьма удивительным образом, однако при использовании «местного времени» уравнения Лоренца принимают особенно простой вид.

Таким образом, вывод работы Лоренца заключался в том, что, если считать все тела состоящими из заряженных частиц, а действующие между частицами силы — подчиняющимися уравнениям Максвелла, то, поскольку эти силы изменяются при движении тела, последнее будет сокращаться в направлении движения. Для такого вывода потребовалось несколько странных предположений: во-первых, электроны должны сокращаться подобно твердым телам; во-вторых, все существующие силы (например, гравитационные) должны вести себя так же, как и электромагнитные, когда тело движется. Если согласиться с этими допущениями, то становилась понятной физическая картина сокращения движущегося стержня.

Возможно, что наш взгляд на мир мог продолжать развиваться подобным образом, если бы не родился Альберт Эйнштейн. Лоренц нашел, что удобно ввести так называемое местное время в движущейся системе. Это было удобно потому, что при использовании этого времени уравнения электродинамики, соотношения между полями и зарядами сохраняли в движущейся системе ту же форму, которую они имели в неподвижной системе (этого не будет, если в подвижной и неподвижной системах использовать одно и то же время).

Минковский по этому поводу писал:

«Лоренц назвал t' — комбинацию x и t — местным временем равномерно движущегося электрона и применил физическое истолкование этого понятия для лучшего понимания гипо-

тезы сокращения. Однако первым, кто ясно осознал, что время одного электрона ничуть не хуже времени другого, иными словами, что t и t' — абсолютно равноправны, был А. Эйнштейн. Так впервые время, оказавшееся явно зависящим от физических явлений, было смещено со своего высокого пьедестала» [4].

Предпринятая Альбертом Эйнштейном атака на одну из самых древних наших догм, догму времени, придает его статье 1905 г. [5] особый блеск. И именно это делает ее столь малопонятной. В «техническом отношении» она чрезвычайно проста (гораздо проще статьи Лоренца, вышедшей раньше, но неизвестной тогда Эйнштейну) и не содержит ничего более трудного, чем утверждение, что скорость равна расстоянию, деленному на время: «...Каждый луч света движется в «покоящейся» системе координат с определенной скоростью c , независимо от того, испускается ли этот луч света покоящимся или движущимся телом. При этом

$$\text{скорость} = \frac{\text{путь луча света}}{\text{промежутки времени}} \gg.$$

Но если скорость светового импульса одинакова, наблюдаем ли мы за ним из одной системы отсчета или из другой, движущейся относительно первой, то наши представления об оптическом пути (расстоянии) или о временном интервале, либо, как позднее выяснится, о том и о другом одновременно, необходимо пересмотреть.

ЗАГОВОР

В однородном пространстве Ньютона и Декарта невозможно определить абсолютное положение тела или его абсолютное движение. Если считать, как это делал Ньютон, что Солнце является неподвижным центром Вселенной, то можно говорить о расстоянии тела до Солнца или о его движении относительно этого центра; однако в рамках теории Ньютона абсолютно невозможно определить, является ли в действительности Солнце центром Вселенной или этот центр находится где-то в другом месте, движется ли Солнце равномерно или оно покоится. Электромагнитная теория и эфир, в котором распространяется свет, добавили к этому новый элемент: свет движется в эфире со скоростью 300 000 км/с. Отсюда следовало, что, если теория Максвелла, механика Ньютона и обычные представления о пространстве и времени верны, то существует способ определить движение наблюдателя (в частности, движение Земли) относительно светоносной среды.

Попытки обнаружить это движение одна за другой терпели неудачу. И после каждой такой попытки выдвигались новые хитроумные объяснения полученного результата. Вероятно, кульминацией этих усилий был опыт Майкельсона — Морли, в котором вопрос о движении Земли относительно светоносного эфира был поставлен в наиболее прямой и недвусмысленной форме. (Различные объяснения, например

гипотеза об увлечении эфира вблизи поверхности Земли, приводили к новым трудностям и были в конце концов отброшены ¹⁾.) В результате, хотя и неохотно, ученые были вынуждены согласиться с тем, что Земля неподвижна относительно эфира. Однако такой вывод означал возврат к антропоморфическому миру, обломки которого уже лежали в основании так называемой современной науки. Конечно, Аристотель легко бы согласился с таким результатом, но современная наука на это пойти не могла. Вряд ли в конце девятнадцатого века нашелся бы такой ученый, который стал всерьез поддерживать идею о том, что Земля является неподвижным центром Вселенной.

Подобно сыщику, у которого на каждом шагу исчезают улики, пропадают отпечатки пальцев и, казалось бы, верные ходы не приводят к цели, люди стали мрачно ворчать о заговоре. Слово «заговор» начали использовать физики. Казалось, что сама природа устроила против них заговор, чтобы не дать им возможность определить абсолютное движение Земли относительно светоносного эфира. Каждый раз, когда кто-либо предлагал на первый взгляд разумное и очевидное измерение, что-нибудь неучтенное не позволяло достичь успешного результата. Опыт Майкельсона—Морли, который, казалось бы, дает такой прямой способ определения скорости Земли относительно эфира, был всегда, если верна теория Лоренца, обречен на неудачу из-за почти незаметного сокращения плеч прибора в направлении его движения. И так случалось во всех других экспериментах. Говоря словами Минковского, всегда происходило что-нибудь, что «нельзя считать следствием сопротивления эфира или каких-нибудь подобных явлений, а можно лишь рассматривать как дар свыше» [6]. Казалось, природа подобно богам древности, изменявшим судьбы людей, в наказание за несостоятельные теории и неоправданные догмы составила против земных физиков заговор, чтобы они не смогли определить свое абсолютное движение.

Анри Пуанкаре высказал идею, что сам этот «заговор» можно рассматривать как закон природы: эфирный ветер обнаружить невозможно; скорость Земли относительно эфира нельзя определить ни в одном эксперименте. Предлагавшиеся объяснения всевозможных

¹⁾ Было выдвинуто предположение, что скорость света следует измерять относительно источника (если источник движется к нам, скорость света будет больше). Это предположение опроверг Миллер; он повторил опыт Майкельсона — Морли, используя в качестве источника солнечный свет (а не лампу, движущуюся вместе с прибором), и снова получил нулевой результат. Далее, наблюдая за видимым движением двойных звезд, де Ситтер показал, что гипотеза о зависимости скорости света от движения источника не согласуется с результатами его измерений.

К окончательному опровержению гипотезы об увлечении эфира вблизи земной поверхности привели данные наблюдений за внеземными источниками света — звездами. Если бы эфир увлекался поверхностью Земли, то свет от звезд, будучи увлеченным вместе с эфиром, попадал бы в телескоп не под тем углом, под которым он на опыте наблюдается. Можно было предположить, что степень увлечения эфира меняется с увеличением расстояния от поверхности Земли, однако и такая попытка объяснения отпала, когда опыты Майкельсона — Морли, проведенные на вершине горы и на воздушном шаре, дали тот же отрицательный результат.

опытов являются частными случаями более общего правила: не существует способа определить абсолютную скорость любого тела относительно светоносной среды. Это означает, что абсолютная скорость относительно эфира не может никаким разумным образом входить в уравнения физики.

Это и предполагает Эйнштейн ¹⁾ в своей статье 1905 г.:

«...для всех координатных систем, для которых справедливы уравнения механики, справедливы те же самые электродинамические и оптические законы... Это предположение (содержание которого будет в дальнейшем называться «принципом относительности») мы намерены превратить в предпосылку...» [7].

Это и есть знаменитый принцип относительности. Ни один физический процесс не зависит от абсолютной скорости системы в пространстве. Если бы такая зависимость существовала, то, наблюдая этот процесс, можно было бы определить свою абсолютную скорость.

СКОРОСТЬ СВЕТА

Несмотря на некоторую сложность алгебраических выкладок, понять суть опыта Майкельсона — Морли чрезвычайно просто. Результат этого опыта можно объяснить, если выдвинуть предположение, что скорость светового импульса одна и та же — порядка 300 000 км/с — независимо от того, движемся ли мы или покоимся в процессе наблюдений.

Предположим, что мы осмысливаем опыт, предназначенный для определения скорости с точки зрения движущегося прибора. Рассмотрим, например, время распространения импульса, движущегося параллельно направлению движения прибора. Мы могли бы сказать, что при движении вперед скорость света равна $c - v$, а при обратном движении равна $c + v$. Тогда

$$t_{\text{в}} = \frac{l}{c - v}, \quad (30.1)$$

$$t_{\text{н}} = \frac{l}{c + v} \quad (30.2)$$

и, как и раньше,

$$T_{\parallel} = t_{\text{в}} + t_{\text{н}} = \frac{2l}{c} \frac{1}{1 - v^2/c^2}. \quad (30.3)$$

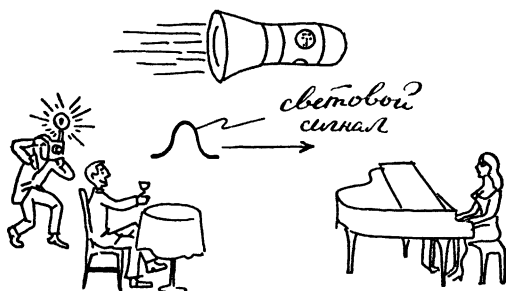
Однако результат опыта Майкельсона — Морли можно объяснить, если считать, что

$$T_{\parallel} = \frac{2l}{c} \text{ (независимо от величины } v\text{)}. \quad (30.4)$$

¹⁾ Возможно, не зная о предположении Пуанкаре.

Мы получили бы такое выражение, если бы считали, что скорость света относительно движущегося прибора всегда равна c .

Пусть какой-нибудь наблюдатель, отдыхая в своем любимом кресле, попивая вино и слушая любимые пластинки, измеряет скорость светового импульса, пролетающего мимо него; он получает значение 300 000 км/с. Одновременно с ним другой наблюдатель, движущийся относительно первого со скоростью, близкой к скорости света, измеряет скорость того же импульса и получает то же значение 300 000 км/с (фиг. 22). Таким образом, и неподвижный наблюдатель, и наблюдатель,



Ф и г. 22.

движущийся с большой скоростью, получают одно и то же значение для скорости светового импульса. (Бокал вина не является, конечно, причиной парадокса.)

Этот результат противоречит нашему житейскому опыту. Если, например, второй наблюдатель двигался бы со скоростью 200 000 км/с в том же направлении, что и световой импульс, мы бы ожидали, что для скорости света он получит значение 300 000 км/с — 200 000 км/с = 100 000 км/с. Если он двигался бы со скоростью света, то мы могли бы ожидать, что световой импульс будет казаться ему неподвижным, поскольку и наблюдатель и импульс движутся с одинаковой скоростью ¹⁾.

Из повседневного опыта мы знаем, что если глядеть из окна автомобиля, обгоняемого на шоссе другим автомобилем, то может показаться, что последний движется очень медленно, хотя оба автомобиля могут мчаться с огромной скоростью. Тем не менее справедливость именно этого повседневного восприятия теперь отвергается. Световой импульс с точки зрения наблюдателя, едущего в быстро движущемся автомобиле, распространяется с той же скоростью 300 000 км/с, что и с точки зрения человека, сидящего на обочине шоссе. Это довольно странная

¹⁾ Эйнштейн говорил, что именно этот пример привел его к изучению всей проблемы в целом. Дело в том, что неподвижный импульс не может быть решением уравнений Максвелла.

идея, и, если бы не результаты многочисленных наблюдений, проводившихся в течение девятнадцатого века, мы вряд ли приняли бы ее. Тем не менее мы не можем похвастаться опытом непосредственного ощущения скоростей, близких к скорости света, а ревизия понятий расстояния и времени, которую мы вынуждены предпринять, становится существенной лишь при таких скоростях.

При измерении расстояний мы предполагали, что существуют абсолютно твердые стержни, на которых можно отметить стандартную длину, и что эта длина остается неизменной, когда стержень переносится в другое положение или когда изменяется его ориентация в пространстве. Предполагалось, что длина сохраняется также и с течением времени (при каких-то разумных ограничениях). Все это не что иное, как предположения о свойствах мира. Мы хорошо знаем, что стержни вовсе не обязаны сохранять свою длину; с течением времени они могут удлиниться или сократиться. В мире, где нет твердых тел, понятие твердого стержня вообще может отсутствовать. Или, если бы наш мир был подобен упоминавшейся ранее резиновой пленке, все время скручивающейся, расширяющейся и сжимающейся, понятие расстояния оказалось бы практически бессмысленным.

Среди прочих предположений мы считали, что длина стержня не изменяется, когда он перемещается относительно нас. Именно это предположение мы вынуждены теперь отвергнуть. Вместе с ним мы откажемся от соглашения, что «отрезок длины» не зависит от того, измеряем ли мы его в неподвижной или движущейся системе отсчета. Мы откажемся от этого соглашения не потому, что оно ошибочно, а просто ввиду того, что в мире, где все твердые тела (включая и те, что мы называем линейками) сокращаются в направлении движения, оно становится неудобным. Перед нами встанет дилемма: либо считать, что длина сохраняется, а линейка сокращается, либо полагать (такой выбор окажется более удобным для упорядочения нашего опыта), что сама длина уменьшается в движущейся системе.

То же относится и к новым представлениям о времени. Ничто другое не дается нам с таким трудом. Мы всасываем с материнским молоком представление о времени, текущем равномерно и непрерывно, одинаково для всех. Поэтому идея о том, что в одной системе время одно, а в другой, движущейся относительно первой, — иное, выглядит явно абсурдной. Но тогда, если мы по-прежнему настаиваем на абсолютном времени, определенном в некоторой системе отсчета, то наблюдатель, движущийся относительно этой системы, будет склонен заключить, что в его системе все физические процессы — биеение сердца, химические процессы, все ритмические движения, включая ход часов, — необъяснимым образом замедлились. Внутри движущейся системы имеют значение лишь соотношения между различными ритмическими процессами. (Если сердце станет биться реже, но часы тоже замедлят ход, организм по этим часам проживет такое же время.) Ввиду этого возникает большое искушение ввести новое определение промежутка времени для движущейся системы.

TEMPS PERDU ¹⁾*Эйнштейновское определение промежутка времени*

Люди — исключительно приспособляющиеся существа. Когда-то, говорят, мы жили в океане; теперь мы таскаемся по земле, невыносимо горячей и сухой или слишком холодной и влажной. Мы страдаем от катастроф, голода, насилия, забастовок железнодорожников, нарушений радиосвязи, недостатка воды, однако жизнь тем не менее продолжается. Мы привыкаем к неудобствам, неразумности, бессмысленному насилию и коммерческим телевизионным передачам. Но допустить, что время течет медленнее при некоторых обстоятельствах, что события, одновременные для одного наблюдателя, могут быть неодновременными для другого — это уж слишком!

Наш язык так построен, что трудно говорить о времени как о чем-то, что не течет равномерно и не является общим для всех. Одно из наиболее древних представлений человека о времени связано с часами во внешнем пространстве, отсчитывающими истинное время. Все остальные часы хороши лишь только в той мере, в какой они согласованы с этими часами. Если же мы не смогли бы построить часы, согласующиеся с часами истинного времени, — вот тогда возникла бы проблема. Однако винить нам при этом следовало бы только себя. Время продолжает течь, мы только не могли бы его точно измерить. «Абсолютное, истинное и математическое время, — писал Ньютон, — само по себе и по самой своей сущности течет одинаково безотносительно к чему бы то ни было внешнему..., относительное же время все ближе приближается к абсолютному при улучшении наших измерений...» [15].

Удивительная проницательность Эйнштейна проявилась в понимании того, что никто из нас не может сверить свои часы с часами во внешнем пространстве. Фактически, определяя промежуток времени, мы выбираем отрезок между двумя событиями — сутки, ограниченные двумя восходами Солнца, год, ограниченный двумя идентичными астрономическими событиями, или секунду, т. е. промежуток между двумя качаниями маятника. Именно из наблюдений за такими повторяющимися событиями и возникло понятие времени, к которому затем добавилась идея, что отрезки времени между одними и теми же двумя событиями одинаковы для всех наблюдателей и что два события, одновременные для одного наблюдателя, одновременны для любого другого.

Эйнштейн отказывается от последних двух допущений. Он считает, что при сравнении временных промежутков в различных точках пространства следует ввести некоторые предположения.

¹⁾ «Утраченное время» (франц.) — очевидно, перефразировка названия романа М. Пруста «В поисках утраченного времени» («A la recherche du temps perdu»). — *Прим. перев.*

«Если в точке A пространства помещены часы, то наблюдатель, находящийся в A , может устанавливать время событий в непосредственной близости от A путем наблюдения одновременных с этими событиями положений стрелок часов. Если в другой точке B пространства также имеются часы (мы добавим: «точно такие же часы, как в точке A »), то в непосредственной близости от B тоже возможна временная оценка событий находящимся в B наблюдателем. Однако невозможно без дальнейших предположений сравнивать во времени какое-либо событие в A с событием в B ¹⁾; мы определили пока только « A -время» и « B -время», но не общее для A и B «время...» [8].

И далее Эйнштейн вводит свое предположение: «Последнее можно установить, вводя *определение*, что «время», необходимое для прохождения света из A в B , равно «времени», требуемому для прохождения света из B в A » [9]. Это простое, почти самоочевидное, определение, которое без преувеличения можно считать одним из наиболее выдающихся достижений человеческой мысли, является сутью теории Эйнштейна. Утверждение, что «время»²⁾, необходимое для прохождения света из A в B , равно времени прохождения света из B в A , означает, что мы становимся на точку зрения наблюдателя, покоящегося относительно светоносной среды. (Если бы мы считали, что A и B движутся относительно эфира, тогда точка A , например, двигалась бы навстречу световому лучу, а точка B отставала бы от него и время распространения света от A до B отличалось бы от времени распространения от A к B , как было, например, при анализе опыта Майкельсона — Морли.)

До работы Эйнштейна можно было считать, что в случае, когда точки B и A находятся в покое относительно «светоносной среды», «время», требуемое для прохождения света из A в B , равно «времени», необходимому для прохождения света из B в A , для всех наблюдателей (независимо от их состояния движения относительно B и A). Однако, если A и B движутся относительно «светоносной среды», «время», необходимое для прохождения света из A в B , уже не будет равно «времени» распространения света из B в A для всех наблюдателей³⁾.

Эйнштейн заменяет это утверждение на обратное. Он определяет, что «время», необходимое для прохождения света из A в B , равно «времени», требуемому для прохождения света из B в A , с точки зрения наблюдателя, покоящегося относительно A и B , *независимо от состояния равномерного движения самих точек A и B* . Следова-

¹⁾ Эйнштейн согласен с тем, что одновременность событий можно определить в одной точке пространства. Но чтобы провести такое определение в точках, разделенных в пространстве, требуется какая-то связь, сигнал между этими точками. Каковы тогда свойства существующих сигналов?

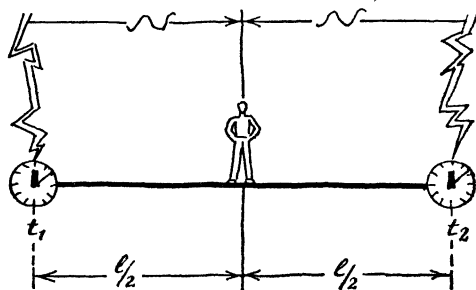
²⁾ Под словом «время» следует понимать «отрезок времени».

³⁾ Вспомним величины t_B и t_A , введенные при анализе опыта Майкельсона — Морли.

тельно, все наблюдатели в равномерно движущихся системах отсчета могут считать себя покоящимися относительно «светоносной среды». Однако тогда два наблюдателя (один из которых, например, покоится, а другой движется относительно A и B) не будут получать одинаковых промежутков времени между одними и теми же двумя событиями. Ведь если мы определили, что промежуток времени, требуемый для прохождения света из B в A , равен промежутку времени, необходимому для прохождения света из A в B , для наблюдателя, неподвижного относительно A и B (это и есть определение промежутка времени), то мы тем самым отвергли представление об абсолютном времени и согласились, что местное время в одной системе координат ничуть не хуже местного времени в другой системе.

Одновременность

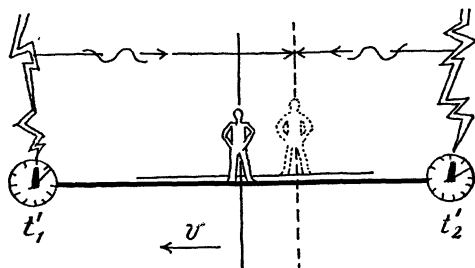
В пределах любой системы отсчета все происходит, как и ранее; в свете новых представлений изменяются лишь соотношения, связывающие две равномерно движущиеся системы отсчета. Будут ли, например, два события одновременными, если их наблюдать из различных систем отсчета? Рассмотрим случай, изображенный на фиг. 23.



Ф и г. 23.

Точно посередине (положение середины определено с помощью геометрии Евклида) между двумя часами, расстояние между которыми равно l , стоит человек. В момент t_1 , зафиксированный левыми часами, в них происходит событие, в результате которого эти часы испускают световой сигнал. Такое же событие происходит с правыми часами в момент t_2 по их показаниям. Если оба сигнала достигают человека, стоящего в центре, одновременно, он заключает, что время t_1 равнялось t_2 . Он делает такой вывод, так как он ранее определил, что промежуток времени равен расстоянию, пройденному световым сигналом (в данном случае $l/2$), деленному на скорость света, которая одинакова во всех системах отсчета. На основании этого определения он заключает, что, поскольку сигналы доходят до него одновременно, то их времена распространения были одинаковыми, а следовательно, время t_1 равнялось времени t_2 .

Другой наблюдатель, движущийся вместе с часами относительно первого наблюдателя, видит совсем иную картину (фиг. 24). Если, например, первый наблюдатель кажется второму движущимся вправо, то он будет видеть, что первый наблюдатель движется навстречу световому сигналу, испущенному правыми часами, и удаляется от сигнала, испущенного левыми часами. Следовательно, сигналы проходят различные расстояния. Их скорости (скорость света) остаются одинаковыми. А поскольку они достигают «центра» одновременно¹⁾,



Ф и г. 24.

промежуток времени с точки зрения движущегося (второго) наблюдателя между моментом испускания сигнала левыми часами и моментом его приема отличается от временного промежутка между моментами испускания сигнала правыми часами и его приема. Поэтому с точки зрения движущегося наблюдателя время t'_1 уже не равно t'_2 .

Путь, пройденный светом, зависит от того, какой из наблюдателей его измерял. Поэтому временной промежуток, по определению, может изменяться. А поскольку определение одновременности двух событий, происходящих в разных точках пространства, включает временные промежутки, события, одновременные в одной системе отсчета, уже не являются одновременными в другой.

Как уже говорилось, хотя соотношения между двумя системами отсчета, движущимися относительно друг друга, коренным образом меняются, явления, происходящие внутри любой системы, протекают обычным образом. Так, например, если мы стоим посередине между точками A и B , то мы, как правило, считаем, что два события происходят одновременно, если мы видим их в одно и то же время (иными словами, если мы видим, что событие в A совпадает во времени с событием в B). Однако если бы мы не согласились с определением Эйнштейна, что промежуток времени, необходимый для прохождения света из A в B , равен промежутку времени, требуемому для прохождения света из B в

¹⁾ Оба наблюдателя могут договориться об определении одновременности двух событий, происходящих в одной точке пространства, на основе предположений Эйнштейна. Если отрицать это, то перед нами встанут новые проблемы. Например, два сигнала, приходящие в центр одновременно, включают там лампу. Если же они достигают центра не одновременно, лампа не зажигается. Очевидно, что оба наблюдателя могут договориться о том, зажглась лампа или нет.

А, и верили бы в то, что мы движемся относительно эфира, то нам пришлось бы признать, что два события, которые мы наблюдаем в различные моменты времени, стоя посередине между А и В, могли произойти в этих точках в одно и то же время. Таким образом, для мира, в котором мы живем, эйнштейновское определение промежутка времени и понятия одновременности можно считать близким нашему примитивному зрительному представлению об одновременности двух событий. Если принять это определение, то мы получим в качестве следствия вывод, что два события, происходящие в разных точках пространства и одновременные в одной системе отсчета, уже не являются одновременными в другой.

«Мы видим, что не следует придавать *абсолютного* значения понятию одновременности. Два события, одновременные при наблюдении из одной координатной системы, уже не воспринимаются как одновременные при рассмотрении из системы, движущейся относительно данной системы» [10].

О ПРОСТРАНСТВЕННЫХ И ВРЕМЕННЫХ ПРОМЕЖУТКАХ, ОПРЕДЕЛЯЕМЫХ В СИСТЕМАХ ОТСЧЕТА, РАВНОМЕРНО ДВИЖУЩИХСЯ ДРУГ ОТНОСИТЕЛЬНО ДРУГА

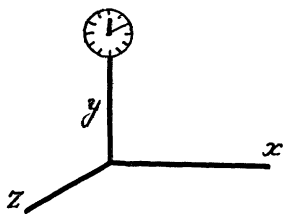
Скорость равна расстоянию, деленному на время. А скорость света, измеренная двумя движущимися друг относительно друга наблюдателями, одна и та же. Если мы согласимся с обоими этими утверждениями, нам придется пересмотреть наши понятия о расстоянии и времени. Сделать такой пересмотр довольно трудно, если не быть последовательным до конца. Наши представления о расстоянии и времени имеют очень глубокие корни. Используя эти представления, мы уже достигли больших успехов в упорядочении опыта нашей обыденной жизни.

Рассмотрим световой импульс, посылаемый из начала так называемой *неподвижной системы координат* (система координат S). Под этим мы не подразумеваем, что эта система неподвижна в каком-то абсолютном смысле, а имеем лишь в виду, что в этой системе «справедливы уравнения механики» (она является инерциальной), и договариваемся о том, что она неподвижна ¹⁾. В этой системе координат есть обычные, но точные часы, расположенные достаточно удобно, чтобы не приходилось далеко ходить для сверки их с часами, синхронизованными по правилу Эйнштейна (фиг. 25).

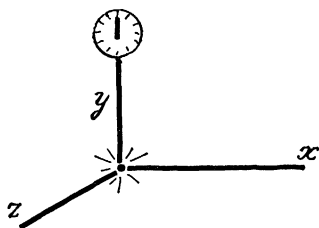
Представим, что при $t=0$ из начала координатной системы ($x=y=z=0$) испускается световой сигнал, распространяющийся вдоль оси

¹⁾ Относительно неподвижной системы координат наблюдатель и его приборы неподвижны. Движущаяся же координатная система перемещается относительно наблюдателя и его приборов.

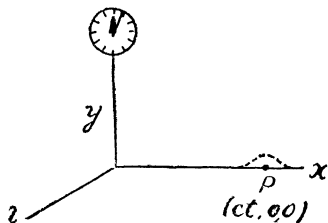
x (фиг. 26). За время t сигнал пройдет расстояние ct , так что к этому времени он достигнет точки P ($x=ct$, $y=0$, $z=0$) на оси x (фиг. 27).



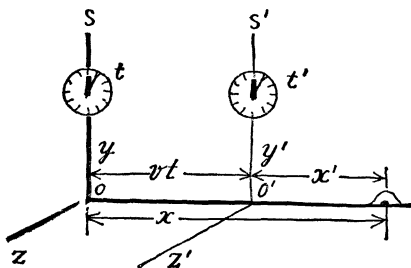
Фиг. 25.

Фиг. 26. Световой сигнал излучен в начале координат ($x=y=z=0$) в момент времени $t=0$.

Сравним теперь этот результат с тем, что получается при измерении скорости того же сигнала, проведенном в системе отсчета S' , которая равномерно движется относительно неподвижной системы со скоростью

Фиг. 27. В момент t сигнал пришел в точку P на оси x .

v вдоль оси x , причем при $t=0$ начала обеих систем совпадали (фиг. 28). Все измерения, относящиеся к движущейся системе отсчета, будут отмечаться координатами x' , y' и z' . В движущейся системе также имеются хорошо синхронизованные и удобно расположенные часы, отсчитывающие свое время, которое мы обозначим t' .



Фиг. 28.

Мы привыкли считать ¹⁾, что, проводя измерения в обеих системах, мы получим одинаковые расстояния вдоль осей y и z и, если часы хорошие,— одинаковые времена t и t' , так как все часы отсчитывают абсолютное время.

Координата x' , однако, не совпадает с координатой x , поскольку начало O' системы S' проходит за время t расстояние vt . В результате в движущейся системе отсчета измерение положения физической точки P даст значение координаты x' , связанное с x следующим образом (фиг. 28):

$$x' = x - vt. \quad (30.5)$$

¹⁾ В соответствии с галилеевскими представлениями.

Таким образом, мы привыкли полагать, что соотношения между координатами *одной и той же* физической точки P (точка, где находится световой сигнал), наблюдаемой в двух системах отсчета, имеют следующий вид (преобразования Галилея):

$$\left. \begin{aligned} x' &= x - vt, & x &= x' + vt, \\ y' &= y, & y &= y', \\ z' &= z, & z &= z', \\ t' &= t, & t &= t'. \end{aligned} \right\} \quad (30.6)$$

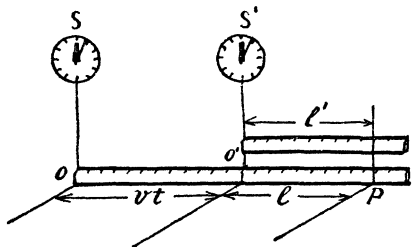
и, наоборот,

С точки зрения наблюдателя, находящегося в движущейся системе отсчета, точка P отстоит от начала координат не дальше, чем с точки зрения наблюдателя в неподвижной системе, из-за того, что начало O' приблизилось к точке P . Так как вдоль направлений y и z движения не происходит, то $y' = y$ и $z' = z$. Как обычно, также $t' = t$. В результате скорость светового сигнала с точки зрения наблюдателя в движущейся системе отсчета будет равна

$$\frac{x - vt}{t} = c - v. \quad (30.7)$$

Это отвечает нашим ожиданиям, но противоречит наблюдениям.

Что это значит? Координата x' есть расстояние от O' до P (обозначим его через l'), измеренное в движущейся системе. Координата же x — расстояние от O до P , измеренное в неподвижной системе. Оно равно расстоянию от O до O' (равному vt) плюс расстояние от O' до P (обозначим его через l), измеренное в неподвижной системе (фиг. 29).



Фиг. 29.

Обычно мы не испытываем никаких сомнений, полагая, что $l = l'$, т. е. считая, что расстояние между двумя физическими точками (точкой O' , где может кто-то находиться, и точкой P , куда пришел световой сигнал) не зависит от того, измеряем ли мы его в неподвижной или движущейся системе отсчета. Вроде бы для сомнений действительно нет повода: ведь, основываясь на таком предположении, ученые достигли огромных успехов в интерпретации физических явлений. Но мы говорим сейчас не о резонности такого допущения; мы просто констатируем, что мы выдвинули некоторое допущение, неважно, резонное оно или нет, касающееся свойств нашего мира (так же, например, как мы предполагали, что свет распространяется по «прямой линии»), а эти свойства могут оказаться вовсе и не такими.

Но если считать, что $l' = l$ и $t' = t$, то мы получим преобразования Галилея и вывод (не согласующийся с опытом), что скорость света, измеренная в движущейся системе, не равна c . При таких обстоятельствах нам ничего не остается, как только заключить, что либо длина

l' не равна l , либо время t' не равно t , либо и то и другое вместе. Иными словами, наши примитивные предположения, что часы идут одинаково, независимо от того, наблюдаем ли мы их в неподвижной или в движущейся системе, и что линейка сохраняет свою длину, когда начинает двигаться, оказываются противоречащими опыту.

Эту точку зрения и избрал Альберт Эйнштейн в 1905 г. В качестве постулатов, имеющих отношение к «заговору» природы, он выдвинул невозможность измерения абсолютной скорости и постоянство скорости света: «Дальнейшие соображения опираются на принцип относительности и на принцип постоянства скорости света». Эйнштейн затем задается следующим вопросом. Если расстояние l' не равно l и если не предполагать, что промежутки времени в движущейся системе совпадают с промежутками в неподвижной системе, то как тогда эти величины связаны между собой? Опираясь на свое определение временных промежутков и на предположения, что скорость света не изменяется в равномерно движущейся системе отсчета и что законы физики не зависят от равномерного движения системы, к которой они отнесены, Эйнштейну удалось получить как следствие этих постулатов соотношения между l' , l и t' , t . Они имеют следующий вид:

$$l' = \frac{l}{\sqrt{1-v^2/c^2}}, \quad (30.8)$$

$$t' = \left(t - \frac{vx}{c^2}\right) \frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}}. \quad (30.9)$$

Преобразования Галилея таковы:

$$\left. \begin{aligned} x' &= x - vt, & \text{или} & & x &= x' + vt', \\ t' &= t, & & & t &= t'. \end{aligned} \right\} \quad (30.10)$$

Рассмотрим обобщение этих преобразований, взяв линейную зависимость между x' , t' и x , t :

$$x' = \alpha x + \beta t, \quad t' = \gamma x + \delta t, \quad (30.11)$$

где α , β , γ и δ не зависят от x , t , x' и t' . [При линейной зависимости мы ограничиваемся рассмотрением систем отсчета, движущихся равномерно друг по отношению к другу. В общей теории относительности вводятся более общие (нелинейные) преобразования, где, например, x' может зависеть от x^2 , t^2 , xt ,]

Для преобразований Галилея

$$\alpha = 1, \quad \beta = -v, \quad \gamma = 0, \quad \delta = 1, \quad (30.12)$$

но в этом случае отношение x'/t' не равно c , если $x/t = c$ (скорость света оказывается различной в разных системах).

Эйнштейн ищет такое решение, чтобы и x'/t' , и x/t были бы равны c :

$$\frac{x'}{t'} = \frac{\alpha x + \beta t}{\gamma x + \delta t} = \frac{\alpha (x/t) + \beta}{\gamma (x/t) + \delta}, \quad (30.13)$$

или

$$c = \frac{\alpha c + \beta}{\gamma c + \delta}. \quad (30.14)$$

Если положить

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= \frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}}, & \gamma &= \frac{-v}{c^2 \sqrt{1-v^2/c^2}}, \\ \beta &= \frac{-v}{\sqrt{1-v^2/c^2}}, & \delta &= \frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}}, \end{aligned} \right\} \quad (30.15)$$

то соотношение (30.14) будет выполняться:

$$c = \frac{\frac{c}{\sqrt{1-v^2/c^2}} - \frac{v}{\sqrt{1-v^2/c^2}}}{-\frac{vc}{c^2 \sqrt{1-v^2/c^2}} + \frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}}} = c \frac{c-v}{c-v} = c. \quad (30.16)$$

При таком выборе величин α , β , γ и δ мы приходим к так называемым преобразованиям Лоренца:

$$\left. \begin{aligned} x' &= \frac{x-vt}{\sqrt{1-v^2/c^2}}, \\ t' &= \frac{t-vx/c^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}}. \end{aligned} \right\} \quad (30.17)$$

Очевидно, что любая комбинация вида

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= f(v), & \gamma &= -\frac{v}{c^2} f(v), \\ \beta &= -vf(v), & \delta &= f(v) \end{aligned} \right\} \quad (30.18)$$

даст тот же результат, поскольку $f(v)$ сократится. Однако только при $f(v) = 1/\sqrt{1-v^2/c^2}$ мы получим обратное преобразование:

$$\left. \begin{aligned} x &= \frac{x'+vt'}{\sqrt{1-v^2/c^2}}, \\ t &= \frac{t'+vx'/c^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}}. \end{aligned} \right\} \quad (30.19)$$

Координаты, перпендикулярные направлению движения, преобразуются просто:

$$y' = y, \quad z' = z. \quad (30.20)$$

С точки зрения наблюдателя, находящегося в неподвижной системе (S), длина, равная в движущейся системе l' , определяется из выражения

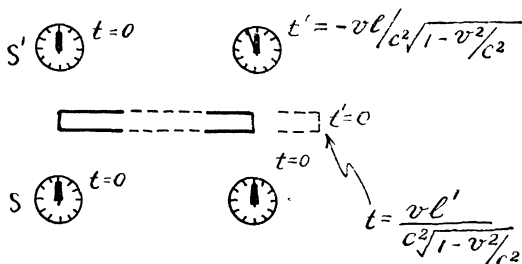
$$l = l' \sqrt{1-v^2/c^2}, \quad (30.21)$$

т. е. l оказывается меньше l' . Так, например, если измерения в движущейся системе дают для l' значение 100 см, а скорость v равна

половине скорости света, то та же длина l с точки зрения наблюдателя, находящегося в неподвижной системе, будет равна

$$l = 100\sqrt{1 - 1/4} \approx 87 \text{ см.} \quad (30.22)$$

Наблюдатель в системе S' может встать на точку зрения, что покоится он, а наблюдатель в S движется (в противоположную сторону). Тогда наблюдатель в S' заключит, что стержни сократились в системе S . Эти наблюдатели пришли к такому кажущемуся противоречию, потому что их часы были не согласованы. То, что происходит «в одно и то же время» в системе S' , уже не происходит «в одно и то же время» в системе S . Как только наблюдатели отказались от согласования своих часов, они вынуждены отказаться от согласования длин.



Фиг. 30.

Недоразумение отчасти объясняется следующим образом. В системе S' длина стержня оказалась равной l' . Наблюдатель в S измеряет длину этого стержня, когда последний движется мимо него. Каким образом? Он видит, что при $t=0$ один конец стержня находится при $x=0$, а другой — при $x=l$. Тогда он находит, что

$$l = l' \sqrt{1 - v^2/c^2}. \quad (30.23)$$

Наблюдатель в системе S' кричит ему: «Ты отмечал положение концов стержня не одновременно! Ты отметил дальний конец слишком рано!» [Из $t=0$ при $x=0$ и $x=l$ следует, что $t'=0$ при $x=0$ и $t' = -vl/c^2 \sqrt{1 - v^2/c^2}$ при $x=l$ (фиг. 30).] Но к этому времени наблюдатель в S' умчался уже далеко вперед.

При $t'=0$

$$t = \frac{vl'}{c^2 \sqrt{1 - v^2/c^2}}. \quad (30.24)$$

С точки зрения наблюдателя из S' наблюдатель в S отметил правый конец раньше левого, причем разница во времени равна как раз

$$\frac{vl'}{c^2 \sqrt{1 - v^2/c^2}}. \quad (30.25)$$

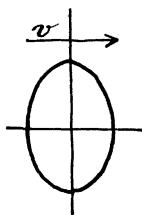
Наблюдатель в S' говорит: «Ты отметил правый конец слишком рано. Поэтому длина стержня оказалась у тебя короче». С точки зрения наблюдателя в S' наблюдатель в S получил длину l' минус расстояние, проходимое стержнем за отрезок времени (30.25):

$$l = l' - \frac{v^2}{c^2} \frac{l'}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad (30.26)$$

или

$$l = l' \frac{1 - v^2/c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = l' \sqrt{1 - v^2/c^2}. \quad (30.27)$$

Анализируя так подробно процедуру измерения длины стержня наблюдателями обеих систем, мы в конце концов убеждаемся ¹⁾ (часто,



Фиг. 31.

однако, не более чем на полминуты!), что выдвинутый новый набор соглашений является согласованным. Сейчас мы попытаемся показать, почему эти соглашения удобны.

Сфера, покоящаяся в движущейся системе отсчета S' , выглядит ²⁾ с точки зрения наблюдателя в неподвижной системе как эллипс,

сплюснутый в направлении движения (фиг. 31), так как

«... в то время как размеры шара (а следовательно, и всякого другого твердого тела любой формы) по осям y и z от движения не изменяются, размеры по оси x сокращаются в отношении $1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$, и тем сильнее, чем больше v . При $v=c$ все движущиеся объекты, наблюдаемые из «покоящейся» системы, сплюсчиваются и превращаются в плоские фигуры. Для скоростей, превышающих скорость света, наши рассуждения теряют смысл» [11].

Соотношение между t и t' выглядит еще более странным. Часы не только ходят по-разному в различных движущихся системах, но их невозможно правильно синхронизовать. Дело в том, что показания часов зависят от их положения в пространстве; то, что одновременно в одной системе, не одновременно в другой.

¹⁾ Следует представлять весьма длинные стержни, чтобы время, требуемое для прохождения света от одного его конца до другого, было достаточно большим.

²⁾ Слово «выглядит» использовано здесь не совсем точно. Фотография (из-за неодновременности прихода световых лучей, попадающих на фотографическую пластинку от различных частей тела) не показала бы сплюснутой формы тела. Однако измерения его размеров, проводящиеся при пролетании тела, обнаружили бы эффект сплюснутости.

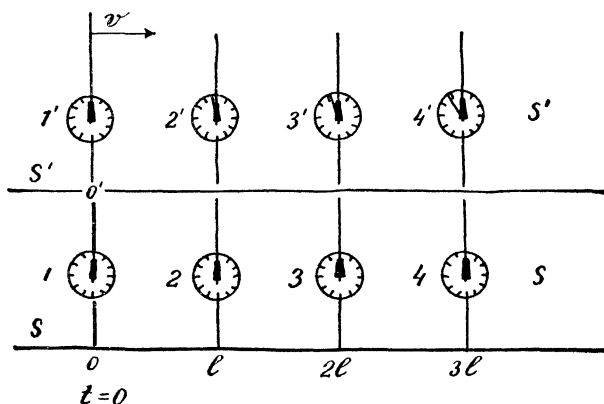
Несколько часов, синхронизованных в системе S' (в соответствии с правилом Эйнштейна), не будут синхронизованными с точки зрения наблюдателя в S (фиг. 32), для которого

$$t' = \frac{t - vx/c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \quad (30.28)$$

Если при $t=0$ начала координатных систем совпадают ($x'=x=0$), то часы в S' , находящиеся на расстоянии l друг от друга, дадут при $t=0$ следующие показания:

$$\left. \begin{aligned} (1) \quad t' &= 0, \\ (2) \quad t' &= \frac{-vl}{c^2 \sqrt{1 - v^2/c^2}}, \\ (3) \quad t' &= \frac{-2vl}{c^2 \sqrt{1 - v^2/c^2}}, \\ (4) \quad t' &= \frac{-3vl}{c^2 \sqrt{1 - v^2/c^2}}. \end{aligned} \right\} \quad (30.29)$$

Чем дальше от начала координат находятся часы, тем больше они отстают.



Фиг. 32.

Поскольку различные часы нельзя синхронизовать, они не всегда показывают, что одно событие происходит раньше другого. Два события, случившиеся с точки зрения неподвижного наблюдателя при

$$t=0 \text{ (первые часы) и при } t = \frac{vl}{2c^2} \text{ (вторые часы)} \quad (30.30)$$

(событие, отмеченное первыми часами, произошло до события, зафиксированного вторыми часами), происходят с точки зрения движу-

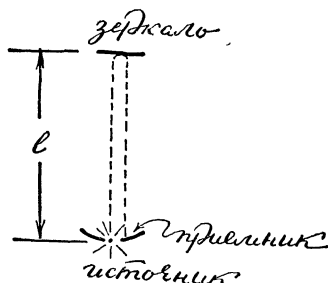
щегося наблюдателя при

$$t' = 0 \text{ (первые часы) и при } t' = -\frac{vl}{2c^2\sqrt{1-v^2/c^2}} \text{ (вторые часы)} \quad (30.31)$$

(событие, отмеченное первыми часами, произошло *после* события, зафиксированного вторыми часами).

ЗАМЕДЛЕНИЕ ВРЕМЕНИ

Представление, что промежуток времени между двумя событиями различен для разных наблюдателей, настолько необычно, что мы исследуем более подробно, откуда оно возникает, и изучим вытекающие из него следствия. Выберем в качестве первого события излучение импульса света источником. Импульс отражается от зеркала, расположенного на расстоянии l от источника, и возвращается к приемнику, находящемуся в источнике.



Фиг. 33. Событие 1: излучение светового сигнала. Событие 2: прием светового сигнала.

Определим в качестве второго события попадание светового импульса в приемник (фиг. 33). С точки зрения наблюдателя, покоящегося по отношению к прибору, так называемое «время» (т. е. промежуток между двумя событиями)

определяется как пройденное импульсом расстояние $2l$, деленное на скорость света:

$$\text{промежуток времени} = \frac{2l}{c}. \quad (30.32)$$

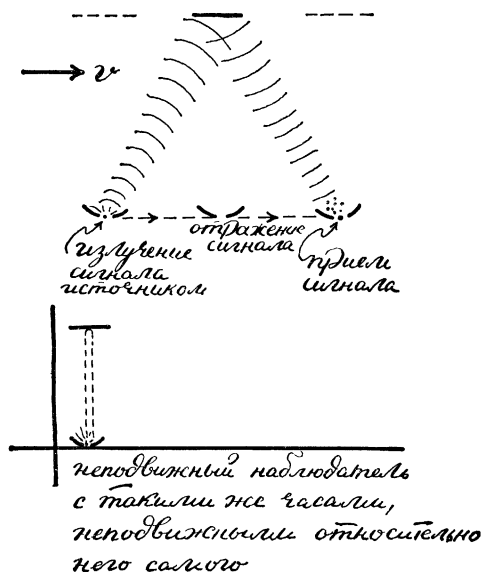
Этот наблюдатель мог бы использовать описанную установку в качестве часов. Если бы, например, расстояние l равнялось 150 см, он мог бы сказать, что между моментом испускания и моментом возвращения импульса прошел промежуток времени

$$\frac{300 \text{ см}}{3 \cdot 10^{10} \text{ см/с}} = 10^{-8} \text{ с.} \quad (30.33)$$

Присоединив затем к приемнику счетчик и добившись, чтобы излучался новый сигнал в момент возвращения старого, наблюдатель, подсчитывая число отдельных временных промежутков, получил бы часы, или регистратор времени, ничем не отличающиеся от обычных часов, которые отсчитывают число временных промежутков между отклонениями маятника или колебаниями балансира. Принцип действия любых часов опирается на предположение, что качание маятника или

колебания балансира происходят за один и тот же промежуток времени; это предположение оправдывается тем фактом, что различные ритмические движения подобного рода согласуются между собой.

Теперь представим, что наш прибор равномерно движется со скоростью v в направлении, перпендикулярном линии, соединяющей источник и зеркало, и определим промежуток времени между двумя событиями: 1) излучением импульса и 2) его возвращением, с точки зрения «неподвижного» наблюдателя, следящего за прибором, проходящим мимо него (фиг. 34). Этот наблюдатель видит, что за то время,



Ф и г. 34.

пока сигнал двигался в сторону зеркала, последнее сместилось, равно как сместились источник и приемник к моменту возвращения сигнала. Поэтому импульс распространяется по диагональной линии. Без всяких выкладок очевидно, что с точки зрения неподвижного наблюдателя отрезок времени между двумя событиями — излучением импульса и его приемом — удлинится, так как пройденное сигналом расстояние стало больше, а скорость, являющаяся скоростью света, не зависит, как мы условились, от движения наблюдателя. Насколько удлинится временной отрезок, можно узнать с помощью расчетов, сходных с расчетами, проведенными при анализе опыта Майкельсона — Морли. В результате получим, что отрезок времени между событиями 1 и 2 с точки зрения неподвижного наблюдателя равен

$$t = \frac{2l}{c} \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad (30.34)$$

или

$$\left(\begin{array}{c} \text{отрезок времени} \\ \text{с точки зрения} \\ \text{неподвижного} \\ \text{наблюдателя} \end{array} \right) = \left(\begin{array}{c} \text{отрезок времени} \\ \text{с точки зрения} \\ \text{наблюдателя,} \\ \text{движущегося} \\ \text{вместе с прибором} \end{array} \right) \frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}}. \quad (30.35)$$

Таким образом, с точки зрения неподвижного наблюдателя любые часы в движущейся системе, основанные на излучении и приеме световых импульсов, идут медленнее, так как период их колебаний удлиняется. Так, например, если скорость v составляет половину скорости света, т. е.

$$\sqrt{1-v^2/c^2} = 0,87, \quad (30.36)$$

то промежуток времени, равный

$$\frac{300 \text{ см}}{3 \cdot 10^{10} \text{ см/с}} = 10^{-8} \text{ с} \quad (30.37)$$

в движущейся системе, в неподвижной системе станет равным

$$\frac{10^{-8} \text{ с}}{\sqrt{1-v^2/c^2}} = \frac{10^{-8}}{0,87} \approx 1,15 \cdot 10^{-8} \text{ с}. \quad (30.38)$$

При желании неподвижный наблюдатель мог бы заявить движущемуся: «Ваши часы идут медленнее: временной промежуток между двумя событиями, на котором основаны ваши часы, слишком длинен». Однако движущийся наблюдатель мог бы с таким же успехом сказать: «Мои часы верны. Это ваши часы идут медленнее», потому что с его точки зрения (если он согласен с предположениями Эйнштейна) он покоится, а так называемый неподвижный наблюдатель движется с такой же скоростью в противоположную сторону.

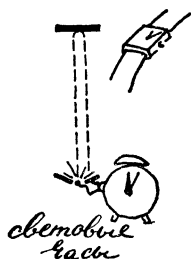
Прежде чем спор разгорится, отметим, что все, о чем здесь говорилось, является по существу вопросом определения. Если одному из наблюдателей не нравится новое соглашение, он волен вернуться к старому (позднее мы обсудим и такую возможность). Однако мы не можем гарантировать, что старое соглашение окажется столь же удобным и плодотворным, как и новое. Фактически мы определили, следуя Эйнштейну, промежуток времени как расстояние, деленное на скорость света. Мы согласились под давлением экспериментальных фактов, что скорость света одинакова для всех наблюдателей. Кроме того, в заданной системе отсчета мы использовали положения геометрии Евклида при сложении отрезков. Если мы согласимся со всем этим, у нас не останется больше выбора. Мы вынуждены будем тогда признать, что временные отрезки кажутся различными для двух наблюдателей.

Возможно сердитое возражение: «Вы придумали весьма забавные часы, используя дорогие источники, приемники и световые сигналы. Я следил за вашими рассуждениями и согласен с вашими выводами. Но предположим, что мы решили облегчить жизнь налогоплательщикам и стали использовать просто хорошие старомодные часы с маят-

ником, наручные или даже песочные часы. Сможете ли вы в этом случае доказать, что промежуток времени между двумя отклонениями маятника (или промежуток между двумя положениями горки песка в часах) будет различным для двух наблюдателей?»

Мы предлагаем два ответа. Первый ответ довольно изящный. Он опирается на принцип относительности: «Не только в механике, но и в электродинамике никакие свойства явлений не соответствуют понятию абсолютного покоя и даже, более того, они ведут к предположению, что для всех координатных систем, для которых справедливы уравнения механики, справедливы те же самые электродинамические и оптические законы... Это предположение (содержание которого в дальнейшем будет называться «принципом относительности») мы намерены превратить в предпосылку...» [12]. Или «...законы, по которым изменяются состояния физических систем, не зависят от того, к которой из двух координатных систем, движущихся относительно друг друга равномерно и прямолинейно, эти изменения состояния относятся» [13]. Либо, перефразируя слова Пуанкаре: в природе существует заговор, не позволяющий нам выяснить наше абсолютное движение относительно эфира. Если мы согласимся с этими утверждениями, характеризующими так называемый принцип относительности, мы будем вынуждены признать, что все часы — балансирующие, маятниковые или любые другие — должны так изменять свой ход, чтобы он согласовывался с ходом только что рассмотренных световых часов.

Допустим, что этого не произойдет. Предположим, у нас есть чрезвычайно дорогие швейцарские часы ручной работы, которые отсчитывают абсолютное и точное время. И предположим, что мы сравниваем показания этих часов с показаниями наших световых часов, ход которых столь очевидно зависит от их перемещения (фиг. 35). Тогда,



Фиг. 35. Сравнение световых часов с часами, измеряющими «истинное время». Если бы ход этих двух часов не совпадал, то можно было бы в нарушение принципа относительности определить абсолютную скорость.

измеряя разность хода этих двух часов, мы смогли бы определить свое движение относительно эфира. Например, если бы скорость хода световых часов составляла 0,87 скорости хода часов «истинного времени», мы смогли бы заключить, что

$$\sqrt{1 - v^2/c^2} = 0,87, \quad (30.39)$$

т. е.

$$v = \frac{1}{2} c. \quad (30.40)$$

«Именно так и должно случиться,— говорит наш оппонент,— ведь если немного подумать, световые часы обладают массой дефектов». «Позвольте вам напомнить,— сражаем мы его,— что подобный опыт есть просто еще одна попытка определить свое абсолютное движение. Если бы нам удалось это, мы тем самым раскрыли бы заговор природы, который лишил нас возможности, противоречащей принципу относительности и огромному числу опытных данных, полученных в девятнадцатом веке, а также прямо противоречащей результатам опыта Майкельсона — Морли; ведь в этом опыте, можно считать, сравнивался ход двух световых часов: в одних луч двигался перпендикулярно, а в других — параллельно направлению движения. Если бы эти часы шли по-разному, мы обнаружили бы это при повороте прибора. Тем не менее опыт Майкельсона — Морли (проведен ли он на суше, в море или в воздухе) всегда дает один и тот же нулевой результат, свидетельствуя о том, что эти часы идут такт в такт».

Наш оппонент молчит, но мы не уверены, что нам удалось его убедить. Если он согласится с принципом относительности, с постоянством скорости света и эйнштейновским определением промежутка времени как пути светового сигнала, деленного на скорость света, то он вынужден будет признать, что длина временного промежутка между двумя событиями, происходящими в различных точках пространства, различна для двух наблюдателей, находящихся в разных системах отсчета. Далее, он мог бы признать, что в случае световых часов ему понятно, почему это происходит. Ход остальных часов должен согласовываться с ходом световых часов на основании принципа относительности.

Однако наш оппонент все же печален. «Как же так происходит? Можно ли это проанализировать и как-то понять?» Мы спускаемся с Олимпа. Дать точный анализ довольно трудно, так как часы — весьма сложный механизм, однако дать качественное объяснение можно. Вспомним, чем занимался до Эйнштейна Лоренц. Предположим, что любые часы состоят из твердых тел, атомов и т. д., которые удерживаются вместе с помощью электрических сил. Но из уравнений Максвелла мы знаем, что электрические силы зависят от движения. При движении заряженных частиц появляются магнитные силы, которые отсутствовали, когда заряды покоились. Поэтому при движении тел равновесные положения отдельных частиц могут измениться. И поэтому мы можем по крайней мере представить себе, что при движении сложных часов (с точки зрения неподвижного наблюдателя, относительно которого часы движутся) изменяются внутренние силы, в результате чего искажаются равновесные положения атомов, а всевозможные балансиры, маятники и прочее, из чего состоят часы, движутся с иными скоростями, причем такими, что ход самих часов совпадает с ходом световых часов.

Такое объяснение хоть и возможно, но оно не столь изящно, так как отвергает право наблюдателя, имеющего наручные часы, считать свое время ничуть не хуже времени в любой другой системе отсчета, а

это составляет сущность того духовного освобождения, которое принесла нам теория относительности. В принципе мы можем сохранить понятие абсолютного времени. Но оно будет просто обузой, так как местное время в любой равномерно движущейся системе отсчета ничуть не хуже местного времени в другой равномерно движущейся системе. Предпочитать время, измеренное в одной системе отсчета, времени, измеренному в другой системе, равносильно утверждению, что Солнце, а не, скажем, Сириус, является центром Вселенной.

Рассуждения, касающиеся наручных часов, содержат одну тонкость, которую следует подчеркнуть. Лоренц предполагал, что силы неэлектрического происхождения, действующие между отдельными частями наручных часов, при переходе от неподвижной к движущейся системе отсчета преобразуются так же, как электрические силы. Другими словами, характер изменения электрических сил, подчиняющихся уравнениям Максвелла, может служить в качестве образца поведения силовых систем при переходе от неподвижной к движущейся системе отсчета. Если бы так не происходило, то положения равновесия отдельных часовых элементов изменились бы несогласованно и нельзя было бы утверждать, что ход часов совпадает с ходом световых часов. Фактически поведение электромагнитных сил Максвелла показывает, как должны преобразовываться силовые системы, чтобы часы шли согласованно.

Нас могут спросить: «Правильно или нет преобразуются ньютоновские силы, например гравитационные, да и сами уравнения Ньютона?» Мы отвечаем: «Нет, неправильно». Поэтому либо уравнения Ньютона верны, а неверен принцип относительности, либо наоборот. Эйнштейн и Лоренц встали на вторую точку зрения. Тем самым они потребовали: все уравнения физики должны быть записаны в таком виде, чтобы принцип относительности не нарушался. Если уравнения не удовлетворяют этому требованию, их необходимо изменить.

Конечно, такая точка зрения может оказаться и неверной. Однако мы можем теперь уверенно констатировать, что она оказалась чрезвычайно плодотворной. Позже мы подробно рассмотрим вопрос о том, как изменяются уравнения Ньютона при согласовании их с принципом относительности, сейчас же мы только отметим, что эти новые уравнения прекрасно согласуются с экспериментом. Настолько прекрасно, что эти релятивистские уравнения стали теперь частью инженерных расчетов, проводящихся при конструировании установок, в которых частицы движутся со скоростями, близкими к скорости света.

«Что-то, известное одному богу»

Вывод о том, что в движущейся системе время замедляется, кажется довольно странным, но он имеет исключительно важное практическое значение. Наблюдая события, происходящие в движущейся мимо нас системе, мы видим, что эти события случаются реже, чем в случае, когда система покоилась. Время есть промежуток между событиями,

а измерение времени состоит в определении количества единичных промежутков, укладываемых в измеряемом промежутке. Рассмотрим два последовательных биения сердца. Пусть эти два события наблюдает владелец сердца и фиксирует определенный временной промежуток между ними, например 1 с. Наблюдатель же, движущийся мимо, отмечает, например, 2 с¹⁾. Далее, человеческая жизнь состоит из определенного числа биений сердца. Неподвижный наблюдатель насчитает за свою жизнь такое же количество биений своего сердца, как и движущийся наблюдатель, хотя последнему будет казаться по его часам, что неподвижный владелец сердца прожил вдвое более долгую жизнь. То же самое справедливо для любого другого процесса, например для промежутка времени между вспышкой взрывателя и взрывом, между одним отклонением маятника и следующим.

Одно из удобств наших новых представлений, приводящих к признанию замедления времени, состоит в том, что промежутки времени между любыми событиями изменяются одинаковым образом. Поэтому у нас есть выбор — либо считать, что время абсолютно (одно и то же в движущейся и неподвижной системах отсчета), но все происходит медленнее в движущейся системе, либо полагать, что в движущейся системе изменяется сам временной промежуток. Наблюдения замедления времени стали теперь обыденными. Без преувеличения можно сказать, что понятие замедления времени столь же привычно для современного физика, как разводной ключ или отвертка для автомобильного механика.

Поразительный пример замедления времени представляет распад мюона (т. е. мю-мезона) — отрицательно заряженной частицы (ее заряд равен заряду электрона) с массой, в 207 раз превышающей массу электрона. Для мюона так называемое время полураспада составляет величину порядка $1,5 \cdot 10^{-6}$ с. (Это означает, что частица распадается на что-то другое таким образом, что за время $1,5 \cdot 10^{-6}$ с остается только половина всех первоначальных частиц. Через $3 \cdot 10^{-6}$ с распадутся три четверти частиц и т. д.) Известно, что мюоны образуются в верхней атмосфере, на высоте порядка 10^6 см над поверхностью Земли, под действием космического излучения. Если после образования они двигались бы даже со скоростью света (быстрее они лететь не могут) в соответствии с дорелятивистскими представлениями, то средний путь, на котором половина из них распадается, равнялся бы произведению их времени жизни $1,5 \cdot 10^{-6}$ с на скорость, равную скорости света:

$$\text{средний путь} = (1,5 \cdot 10^{-6} \text{ с}) \cdot (3 \cdot 10^{10} \text{ см/с}) = 4,5 \cdot 10^4 \text{ см.} \quad (30.41)$$

На пути в $9 \cdot 10^4$ см распалось бы три четверти частиц; на пути в $1,35 \times 10^5$ см — семь восьмых и т. д. Поэтому к поверхности Земли, лежащей на 10^6 см ниже уровня образования мюонов, долетело бы очень мало частиц. Тем не менее у поверхности Земли их наблюдают в значительно

¹⁾ Безусловно, с точки зрения первого наблюдателя медленнее бьется сердце второго, — но ведь в сердечных делах трудно оставаться беспристрастным наблюдателем.

большем количестве, чем можно было бы ожидать исходя из времени полураспада частиц порядка $1,5 \cdot 10^{-6}$ с.

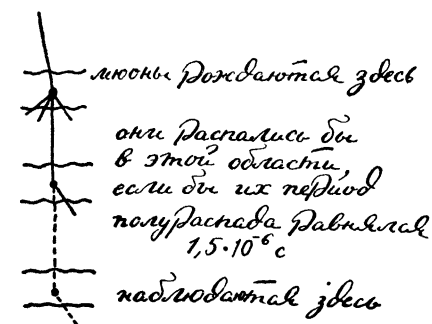
В действительности это время другое. Отрезок времени $1,5 \cdot 10^{-6}$ с есть половина времени жизни мюона (отрезка времени между двумя событиями — рождением и распадом частицы) с точки зрения наблюдателя, неподвижного по отношению к частице. При желании мы можем использовать этот промежуток в качестве часов. Однако если частица после своего возникновения в верхней атмосфере движется с большой

скоростью относительно нас, этот отрезок времени между образованием и распадом с нашей точки зрения значительно удлинится. Его точное значение определяется из выражения

$$\frac{1,5 \cdot 10^{-6} \text{ с}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}.$$

Таким образом, средний путь мюона равен

$$v \frac{1,5 \cdot 10^{-6}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \text{ см.}$$



Фиг. 36.

В результате мюоны могут достигать поверхности Земли прежде, чем они распадутся (фиг. 36).

Мюон достигнет поверхности Земли, если

$$\frac{1,5 \cdot 10^{-6} v}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = 10^6 \text{ см,} \quad (30.42)$$

или

$$\frac{v}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = 0,67 \cdot 10^{12} \text{ см/с.} \quad (30.43)$$

С «точки зрения мюона» его часы идут верно; время его полураспада по этим часам тоже правильное и равно $1,5 \cdot 10^{-6}$ с. Мюон «несогласен» только с земным наблюдателем относительно длины своего пути. С его точки зрения он рождается в верхней атмосфере планеты, которая летит в его сторону со скоростью v . Земной наблюдатель считает, что высота верхней атмосферы над поверхностью планеты равна 10^6 см. Мюон же получает для этой высоты величину

$$10^6 \sqrt{1 - v^2/c^2}$$

и отсюда заключает, что Земля налетит на него, если в течение $1,5 \cdot 10^{-6}$ с будет двигаться с такой скоростью v , что

$$v \cdot 1,5 \cdot 10^{-6} \text{ с} = 10^6 \sqrt{1 - v^2/c^2}, \quad (30.44)$$

или

$$\frac{v}{\sqrt{1-v^2/c^2}} = 0,67 \cdot 10^{12} \text{ см/с.} \quad (30.45)$$

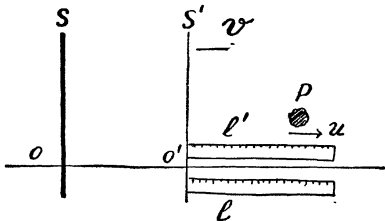
Таким образом, как мюон, так и земной наблюдатель получают одно и то же значение относительной скорости, требуемой для того, чтобы мюон и Земля столкнулись (относительно регистрации факта столкновения им тоже нетрудно договориться).

В этом примере смысл замедления времени проявляется самым прямым и ощутимым образом. Промежуток времени между двумя явлениями, рождением и распадом частицы, изменяется в зависимости от относительного движения частицы и наблюдателя.

Одно из неудобств в профессии физика состоит в том, что на различных вечеринках от вас добиваются ответа на вопросы, связанные с замедлением времени, подобно тому как от врачей ждут рецептов, от психологов — психоанализа, а от хиромантов — угадывания по руке будущих любовных приключений. Однажды в качестве примера замедления времени я попытался рассказать об увеличении временного отрезка между моментами рождения и распада мюона. Слушателем был мой отец, который внимательно следил за ходом моих рассуждений и согласился со всем, кроме окончательного вывода. «Но,— заявил он, смущенно пожимая плечами,— ведь должно же существовать что-то, известное разве что одному богу, что изменяет время жизни твоего мюона». Его логика, как обычно, была неопровержима. Это «что-то, известное одному богу» делает замедление времени ненужным.

СЛОЖЕНИЕ СКОРОСТЕЙ

Какова скорость тела, измеренная наблюдателем в неподвижной системе S , если с точки зрения наблюдателя в движущейся системе S' его скорость равна u (фиг. 37)? Мы привыкли считать, что относительно



Фиг. 37. Тело движется со скоростью u относительно S' .

S тело движется со скоростью $u+v$, поскольку в то время, как тело удаляется от начала координат системы S' со скоростью u , сама система S' удаляется от начала системы S со скоростью v . Теперь, однако, мы уже не удивимся, если этот результат окажется неверным с точки зрения теории относительности. Результат $u+v$ опирается на гипотезу,

что расстояние и время, измеренные в системе S' , совпадают с расстоянием и временем, полученными в системе S .

Скорость u есть пройденное телом расстояние, деленное на промежуток времени, причем и то и другое измерены наблюдателем, находящимся в системе S' :

$$u \text{ (скорость тела в движущейся системе)} = \frac{\text{пройденный телом путь с точки зрения наблюдателя в системе } S'}{\text{промежуток времени с точки зрения наблюдателя в системе } S'}. \quad (30.46)$$

Чтобы получить скорость тела в системе S , необходимо разделить пройденный телом путь на промежуток времени, оба измеренные наблюдателем в системе S .

С точки зрения наблюдателя в движущейся системе S' тело за время t' удаляется от начала координат O' на расстояние l' , поэтому

$$\frac{l'}{t'} = u. \quad (30.47)$$

С точки зрения наблюдателя в покоящейся системе S тело за время t удаляется от начала координат O на расстояние $l + vt$, поэтому

$$\text{скорость тела в неподвижной системе } S = \frac{vt + l}{t} = v + \frac{l}{t}. \quad (30.48)$$

Согласно правилу Эйнштейна, связь между расстояниями от начала системы S' до предмета с точки зрения двух наблюдателей имеет вид

$$l = l' \sqrt{1 - v^2/c^2} \quad (30.49)$$

(для неподвижного наблюдателя все длины в движущейся системе сократились). Тогда

$$\text{скорость тела в неподвижной системе } S = v + \frac{l'}{t} \sqrt{1 - v^2/c^2}. \quad (30.50)$$

Это соотношение можно записать в виде

$$\text{скорость тела в неподвижной системе } S = v + \frac{l'}{t'} \frac{t'}{t} \sqrt{1 - v^2/c^2}, \quad (30.51)$$

поскольку $t'/t' = 1$. Но l'/t' есть расстояние, деленное на время, или скорость тела в движущейся системе отсчета. Поэтому

$$\text{скорость тела в неподвижной системе } S = v + u \frac{t'}{t} \sqrt{1 - v^2/c^2}. \quad (30.52)$$

Величина t'/t есть отношение промежутков времени, измеренных наблюдателями в движущейся и неподвижной системах отсчета в точке нахождения движущегося тела:

$$\frac{t'}{t} = \frac{\sqrt{1 - v^2/c^2}}{1 + uv/c^2}. \quad (30.53)$$

Подставляя (30.53) в (30.52), получаем

$$\text{скорость тела в неподвижной системе } S = \frac{u+v}{1+uv/c^2}. \quad (30.54)$$

С точки зрения наблюдателя в S'^1

$$t = \frac{t' + vx'/c^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}}, \quad (30.55)$$

$$\frac{t}{t'} = \frac{1 + (v/c^2)(x'/t')}{\sqrt{1-v^2/c^2}}, \quad (30.56)$$

но для точки x' , расположенной на движущемся теле, $x'/t' = u$, где u — скорость тела в системе S' . Поэтому

$$\frac{t}{t'} = \frac{1 + (uv/c^2)}{\sqrt{1-v^2/c^2}}, \quad (30.57)$$

или

$$\frac{t'}{t} = \frac{\sqrt{1-v^2/c^2}}{1+uv/c^2}. \quad (30.58)$$

Подставляя это выражение в (30.52), получаем

скорость тела в неподвижной системе $S =$

$$\begin{aligned} &= v + u \frac{t'}{t} \sqrt{1-v^2/c^2} = \\ &= v + u \frac{\sqrt{1-v^2/c^2}}{1+uv/c^2} \sqrt{1-v^2/c^2} = \\ &= v + \frac{u(1-v^2/c^2)}{1+uv/c^2} = \\ &= \frac{v + uv^2/c^2 + u - uv^2/c^2}{1+uv/c^2} = \\ &= \frac{v+u}{1+uv/c^2}. \end{aligned} \quad (30.59)$$

Чтобы различать релятивистское и обычное сложения скоростей, можно при желании ввести новый символ $\ddagger$ для релятивистского сложения. Тогда сумма скоростей u и v в теории относительности запишется в виде

$$u \ddagger v.$$

¹⁾ Это — преобразование временной координаты при переходе из системы S' в систему S . Оно полностью симметрично выражению (30.17), если не считать, что знак v изменился на противоположный, так как с точки зрения наблюдателя в системе S' система S движется со скоростью v , но в противоположную сторону.

Это выражение связано с обычным сложением по формуле

$$u \dot{+} v = \frac{u+v}{1+uv/c^2}. \quad (30.60)$$

Представляет некоторый интерес изучить свойства такого правила сложения. Предположим, например, что u и v равны по величине половине скорости света. При обычных представлениях о длине и времени мы заключили бы, что сумма этих скоростей, одна вторая плюс одна вторая, равна единице. В релятивистском же случае такой вывод оказывается неверным. Действительно, если $u=c/2$ и $v=c/2$, то

$$u \dot{+} v = \frac{c}{2} \dot{+} \frac{c}{2} = \frac{(c/2) + (c/2)}{1 + c^2/4c^2} = \frac{c}{1 + 1/4} = \frac{4c}{5}. \quad (30.61)$$

Иными словами, как это ни парадоксально, сумма двух половинок равна четырем пятым. Конечно, такое правило сложения есть просто переопределение символа «плюс».

Рассмотрим теперь интересный случай, когда объектом, движущимся относительно системы S' , является луч света, поэтому скорость этого объекта в системе S' равна c . Чему равна его скорость, измеренная в системе S ? В данном случае $u=c$. Скорость же v может быть любой величиной, меньшей скорости света. Тогда, если $u=c$,

$$u \dot{+} v = c \dot{+} v = \frac{c+v}{1+cv/c^2} = \frac{c+v}{1+v/c} = c. \quad (30.62)$$

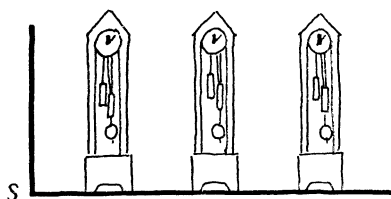
Таким образом, при релятивистском сложении любой скорости со скоростью света получается снова скорость света. Конечно, этот результат не является неожиданным, если наша теория согласована, так как она опирается на постулат, что свет в любой системе отсчета распространяется с одной и той же скоростью.

ДЕДУШКИНЫ ЧАСЫ ВО ВНЕШНЕМ ПРОСТРАНСТВЕ

Теория относительности основана на предположениях о постоянстве скорости света и невозможности определить свое абсолютное движение относительно эфира. Однако представление об абсолютном времени, от которого мы теперь отказались, настолько глубоко укоренилось в нашем сознании и было полезно в течение столь длительного времени, что стало частью нашего языка, с помощью которого даже трудно говорить о времени как о чем-то неодинаковом для различных людей и мест. Мы говорим: «В те времена...», «Во времена Цезаря...», «В тот самый момент, когда космонавт...» или «Тем временем на ранчо...». Это представление стало частью нашего мышления, изменить которое, т. е. согласиться с определением времени, различным для разных наблюдателей, чрезвычайно трудно. Наш разум всегда сопротивляется такому изменению, постоянно задавая один и тот же вопрос: «Так ли это необходимо? Следует ли это из опыта?» Мы отвечаем: «Нет, такое изме-

нение не является необходимым». И именно поэтому теория Эйнштейна выглядит еще более изящной. Дело в том, что Эйнштейн не раскрыл перед нами окончательной истины. Он сделал большее: ему удалось найти такой идеальный способ описания нашего опыта, что, усвоив его, нам трудно теперь смотреть на мир иначе.

Предположим, мы пытаемся построить такую теорию, которая объясняла бы те же самые явления — постоянство скорости света и невозможность определить свое абсолютное движение по отношению к световой среде, — без введения эйнштейновского необычного определения промежутка времени. Предположим, например, что мы встали на точку зрения, согласно которой выделенная система отсчета действительно существует. Допустим, что начало этой системы связано,



Ф и г. 38. Система отсчета, связанная с дедушкиными часами.

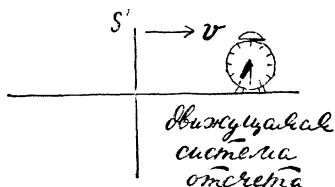
например, с Солнцем. И допустим, что эта система, по определению, неподвижна относительно светоносного эфира. Назовем эту систему *абсолютно покоящейся*. Представим, далее, что в этой системе находится большое количество хорошо сделанных, синхронизованных между собой старинных часов (фиг. 38). Мы постулируем, что эти часы показывают истинное время, с которым в дальнейшем мы будем сверять показания других часов. Только те часы, которые идут в такт с часами истинного времени, будут считаться правильными. Тогда для этой системы отсчета мы получим обычное определение временного промежутка, одинакового для всех. Одновременными событиями будут считаться те, которые происходят в один и тот же момент времени по показаниям старинных часов, находящихся, по определению ¹⁾, в покое относительно эфира.

С точки зрения наблюдателя, находящегося в абсолютно неподвижной системе, все происходит нормально. Часы идут правильно, между собой они синхронизованы; все масштабные линейки и наручные часы ведут себя привычным образом. Этот наблюдатель, уютно расположившись среди точно идущих часов и зная, что он находится в системе, относительно которой проводятся все измерения, чувствует некоторое удовлетворение.

Но посмотрим, что будет видеть другой наблюдатель, который покоится в системе (назовем ее S'), движущейся относительно дедушкиных

¹⁾ Мы говорим «по определению», так как, согласно принципу относительности, невозможно установить, какая именно система покоится по отношению к эфиру. Иными словами, нам это безразлично. А если так, мы всегда можем постулировать, что какая-то определенная система является абсолютно покоящейся.

часов (фиг. 39). Этот наблюдатель пытается построить часы, скажем описанные раньше световые часы. Он верит, что перемещается он (ведь дедушкины часы находятся в покое), поэтому он считает, что свет, распространяясь от источника до приемника в его часах, идет по диагональному пути (фиг. 40), а не по пути, показанному на фиг. 41, который получается в предположении, что любой наблюдатель вправе считать себя неподвижным (точка зрения Эйнштейна).

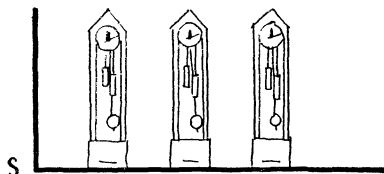


Далее, используя уже знакомые нам рассуждения, наблюдатель может вычислить временной промежуток между излучением и поглощением светового сигнала, разделив пройденный светом путь на его скорость. В результате он получит

$$t = \frac{2l}{c} \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad (30.63)$$

а не

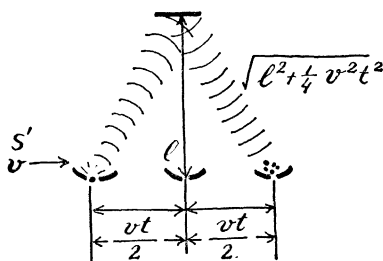
$$\frac{2l}{c}, \quad (30.64)$$



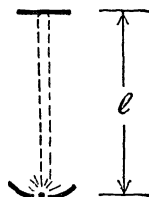
Фиг. 39.

что получил бы этот наблюдатель для промежутка времени между излучением и поглощением сигнала, если бы считал себя покоящимся.

Если он пожелал бы использовать величину $2l/c$ в качестве стандартного временного промежутка (пусть, например, $2l/c = 10^{-8}$ с, если $l = 150$ см), он бы считал, что основной промежуток времени его



Фиг. 40.



Фиг. 41.

часов больше 10^{-8} с в $1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ раз ¹⁾. Теперь он смог бы соответственно подправить показания всех своих часов. Далее он синхронизовал бы их так, чтобы они показывали одно и то же время для двух событий только в том случае, когда показания двух дедушкиных часов,

¹⁾ Скорость v , которую наблюдатель мог бы таким образом определить, является, конечно, скоростью движения наблюдателя относительно системы, где расположены дедушкины часы.

расположенных в неподвижной системе в тех же точках, где произошли эти события, совпадают.

Все это наблюдатель мог бы легко проделать. В результате он получил бы определение времени ¹⁾, согласующееся с некоторыми из наших примитивных представлений. Если все наблюдатели во всех системах отсчета проделали бы то же самое, время стало бы, хоть частично, таким, каким мы хотели бы его иметь, — одинаковым для всех, абсолютным и однозначным. Однако, прежде чем поздравлять себя, рассмотрим некоторые следствия, вытекающие из такого определения, с которыми столкнутся наблюдатели, движущиеся по отношению к дедушкиным часам. Подправив показания своих часов, наш приятель в системе S' обнаружил бы, что все физические процессы, происходящие вокруг него, замедлились. Если бы, например, множитель

$$\frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \quad (30.65)$$

равнялся двум, наблюдатель насчитал бы вдвое больше секунд в течение суток (временном отрезке между восходами или заходами Солнца), вдвое больше секунд в течение года (отрезке между двумя весенними равноденствиями), вдвое больше секунд в своей жизни (отрезке между рождением и смертью) и т. д. Продолжительность любого процесса почему-то увеличится и будет состоять из вдвое большего числа секунд. Наблюдатель может рассматривать это как некое неудобство, однако вполне терпимое. Дело в том, что соотношения между временными отрезками между любыми происходящими событиями останутся прежними. Средняя библейская продолжительность жизни будет по-прежнему состоять из восьмидесяти лет, если определить год как временной промежуток между двумя последующими равноденствиями. Вдвое уменьшится лишь фундаментальная единица времени, равная по определению отрезку времени между излучением и приемом светового сигнала (10^{-8} с). Иными словами, изменится лишь временной масштаб.

Определение одновременности двух событий окажется менее удобным. Если бы система S' двигалась относительно дедушкиных часов с очень большой скоростью (скажем, близкой к скорости света), наблюдателю в системе S' пришлось бы считать два события одновременными, когда они вовсе не казались одновременными. Так, ему пришлось бы заявить, что включение зеленого света и начало движения автомобиля, стоящего на перекрестке, происходят существенно не одновременно, и эти два события разделены между собой большим промежутком времени. Если, например, наблюдатель, сигнал света и автомобиль движутся относительно «абсолютно неподвижной системы» так, как показано на фиг. 42, то наблюдатель, зная, что он движется навстречу свету от автомобиля и удаляется от света, излученного светофором,

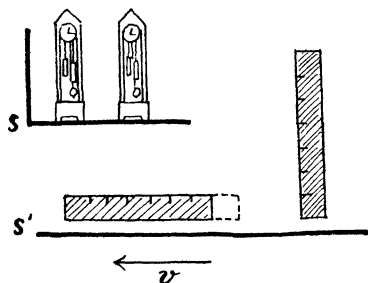
¹⁾ Это определение не совпадает с эйнштейновским. Так, например, для наблюдателя из системы S' время t_{AB} не равнялось бы времени t_{BA} .

должен был бы заключить, что два события — начало движения машины и включение зеленого сигнала — происходят одновременно только тогда, когда он видит, что автомобиль трогается до включения зеленого сигнала; такой вывод было бы трудно растолковать инспектору дорожной полиции.



Фиг. 42.

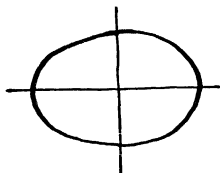
Еще более странными оказались бы измерения расстояний, поскольку наблюдатель в S' вынужден был бы считать, что его измерительные стержни и масштабные линейки сократились в направлении движения в $\sqrt{1-v^2/c^2}$ раз. Метровый стержень, позаимствованный когда-то из неподвижной системы, должен теперь, по мнению наблюдателя, укорачиваться, когда он кладет стержень вдоль направления движения



Фиг. 43.

(фиг. 43). Когда же этот стержень лежит перпендикулярно направлению движения, его длина в точности равна метру. В результате наблюдатель вынужден использовать стержни различной длины при измерениях расстояний вдоль и поперек направления движения. Если он желает нарисовать окружность, он вынужден изображать кривую, представленную на фиг. 44. Наблюдатель, конечно, понимает, что его «окружность» выглядит довольно странно. Однако при том определении длины, которое ему пришлось ввести, именно такая кривая обладает требуемым свойством, что все ее точки равноудалены от центра.

Перечисляя все эти нелепости, с которыми вынужден смириться движущийся наблюдатель, мы убеждаемся, что соглашения, выбранные им для описания мира, крайне неудобны. Ради того, чтобы сохранить некоторые из своих интуитивных представлений о времени, ему пришлось очутиться в мире, где масштабная линейка изменяет свою длину при повороте, где события, кажущиеся одновременными, нельзя считать происходящими в одно и то же время и т. д.



Ф и г. 44.

Мы можем, усмехнувшись, сказать: «Этот наблюдатель подобен человеку, живущему на поверхности резиновой оболочки, которая все время скручивается, сжимается и расширяется, и пытающемуся описать свой мир так, как если бы он жил в мире, где твердые тела существуют». Или: «Этот наблюдатель подобен человеку, живущему на поверхности сферы и пытающемуся описать эту поверхность так, как если бы она была плоской». Наше главное возражение состоит не в том, что подобное описание является неверным, так как наблюдатель всегда может сделать его верным и точно соответствующим окружающему его миру, а в том, что это описание крайне неуклюжее. Оно содержит ненужные понятия. Оно скорее скрывает, чем раскрывает различные свойства симметрии мира и в конечном итоге не дает наглядного представления об этом мире. Оно не обладает эстетической привлекательностью.

Весь блеск теории относительности состоит в ее строгой простоте. Эйнштейн показывает, что введение системы отсчета, находящейся в абсолютном покое, и определение времени, одинакового для всех наблюдателей, являются излишними. Нам не нужны эти подпорки (мы нуждаемся в них лишь чисто эмоционально), так как «никакие свойства явлений не соответствуют понятию абсолютного покоя». Любую инерциальную систему можно считать покоящейся; время и расстояние, определенные в одной системе, ничем не хуже времени и расстояния, определенных в другой системе, а такие вещи, как абсолютный покой и абсолютная одновременность, принципиально ненаблюдаемы.

Таким образом, Эйнштейн полагает, что абсолютный покой и абсолютное время суть такие вещи, которые никогда нам не понадобятся, призраки, существование которых может радовать или пугать нас, но наблюдать которые нам никогда не удастся. В таком случае внутри заданной системы отсчета все происходит сравнительно просто. Метровые линейки не изменяют при повороте свою длину; окружности выглядят как окружности; одновременные события происходят привычным для нас образом; средняя библейская продолжительность

жизни человека остается равной восьмидесяти годам. В обмен на это изменяются правила перехода из нашей системы в систему, движущуюся относительно нас. Эти изменения, хотя они и кажутся несколько необычными, не столь уж необычны, как те изменения, которые приходится вводить в противном случае.

В этом отношении исследование Эйнштейна сходно с работой часовщика. Перед часовщиком стоит практическая задача — создать механизм, измеряющий отрезки времени, и определить время, измеряемое часами. Наши атавистические воспоминания противятся этому. Ведь созданные нами часы лишь неточно измеряют «абсолютное, истинное и математическое время». «Возможно, что это и так, — возражает часовщик. — Но как бы ни была приятна идея абсолютного времени, вы никогда не будете ничего иметь, кроме часов, построенных мною. И только то время, которое измеряется этими часами, может входить в уравнения физики, или «законы, по которым изменяются состояния физических систем». При желании, конечно, мы можем сохранить понятие истинного, абсолютного времени. Но оно становится лишь обузой. Оно усложняет наше описание мира. Мы вводим его в одном месте пространства, и оно исчезает, прежде чем мы добиремся до другого места. В конце концов, мы вынуждены от него отказаться, как отказываемся от бесполезного и вышедшего из употребления инструмента».

«В заключение отмечу, — пишет Эйнштейн, — что мой друг и коллега М. Бессо явился верным помощником при разработке изложенных здесь проблем и что я обязан ему за ряд ценных указаний» [14].

Кем был М. Бессо? Был ли этот «друг и коллега» другим служащим швейцарского Патентного бюро, терпеливо и, быть может, неоднократно выслушивавшим объяснения герром Эйнштейном того, что для всех координатных систем, для которых справедливы уравнения механики, справедливы те же самые электродинамические и оптические законы; того, что принцип относительности находится лишь в кажущемся противоречии с утверждением, что свет в пустоте всегда распространяется с определенной скоростью c ; того, что невозможно придать абсолютный смысл понятию одновременности и два события, одновременные в одной системе отсчета, не являются одновременными в другой системе отсчета, движущейся относительно первой; или того, что твердое тело, имеющее форму сферы в одной системе отсчета, обладает эллипсоидальной формой, если его наблюдать из движущейся системы? Слушал ли М. Бессо? Улыбался ли он? Кто был М. Бессо? ¹⁾

¹⁾ Автор благодарит рецензента, который сообщил ему, что М. Бессо был коллегой Эйнштейна в швейцарском Патентном бюро и был очень образованным инженером. Позднее Бессо породнился с Эйнштейном, когда брат его жены женился на младшей сестре Эйнштейна.

31

ОБЪЕДИНЕНИЕ ЗАКОНОВ НЬЮТОНА
И ПРИНЦИПА ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

РЕЛЯТИВИСТСКАЯ МЕХАНИКА

Принцип относительности и постоянство скорости света не противоречат друг другу, если использовать правила Эйнштейна для преобразования длин и временных отрезков при переходе из неподвижной в движущуюся систему отсчета. Тогда уравнения электродинамики — уравнения Максвелла — будут иметь одну и ту же форму во всех координатных системах. Скорость света, например (свет есть электромагнитная волна, т. е. одно из решений уравнений Максвелла), будет иметь одно и то же значение во всех равномерно движущихся системах отсчета. Помимо этого, принцип относительности содержит утверждение, что не существует способа, с помощью которого можно было бы установить свое состояние абсолютного покоя: «Никакие свойства явлений не соответствуют понятию абсолютного покоя». Это означает, что все уравнения физики должны иметь такую форму, которая не позволяла бы использовать никакие явления, описываемые этими уравнениями, для обнаружения абсолютного движения системы.

В этом случае немедленно встает вопрос: обладают ли уравнения механики, законы Ньютона, прослужившие к 1905 г. более двухсот лет, требуемыми свойствами? Ответ будет отрицательным. Если длины и времена преобразуются при переходе из одной движущейся системы в другую согласно правилам Эйнштейна, то уравнения Ньютона в том виде, как их написал Ньютон, не согласуются с принципом относительности.

Суть проблемы выглядит так. Если бы при переходе из одной системы отсчета в другую, движущуюся относительно первой, длины и времена преобразовывались в соответствии с правилами Галилея, т. е. так, как считали до Эйнштейна, то из уравнений Ньютона нельзя было бы найти разницу между покоящимся наблюдателем и наблюдателем, равномерно движущимся по отношению к нему. Во всех инерциальных системах законы Ньютона были бы верны. Однако уравнения Максвелла при таких преобразованиях не сохраняли бы своей формы; в частности, скорость света не была бы одинаковой для различных наблюдателей.

Экспериментальный факт, что скорость света одна и та же для всех равномерно движущихся друг относительно друга наблюдателей, лежит в основе изменения преобразований длины и времени при переходе из неподвижной в движущуюся систему отсчета. При преобразованиях Лоренца уравнения Максвелла имеют один и тот же вид в обеих

системах. Скорость света становится постоянной. Ньютоновские же уравнения преобразуются при этом неправильно. (Легко показать, что уравнения Ньютона в той форме, в какой мы писали их раньше, приводят к многим трудностям. Так, если на тело действует постоянная сила, то, согласно этим уравнениям, тело будет двигаться с постоянным ускорением. При этом его скорость может неограниченно возрастать. Таким образом, с точки зрения Ньютона, тело может обладать скоростью, превышающей скорость света. Но для теории относительности обычное тело, движущееся со скоростью, большей скорости света, ставит непреодолимые трудности.)

Поэтому мы вынуждены либо отказаться от принципа относительности, либо так изменить уравнения Ньютона, чтобы они согласовывались с этим принципом. Если мы откажемся от принципа относительности, то придется признать, что с помощью какого-нибудь механического опыта нам удастся определить свое абсолютное движение. Лоренц, Эйнштейн да и все физики двадцатого века выбрали второй путь: уравнения Ньютона изменить так, чтобы они согласовывались с принципом относительности. Априорно нельзя сказать, какой из этих путей верный. Мир может быть устроен и так и этак; необходимо было исследовать мир, чтобы выяснить, как он устроен. В начале века существовало достаточное количество данных, свидетельствующих о том, что изменять следует уравнения Ньютона.

Первые два закона движения Ньютона, сформулированные нами раньше, гласят:

- 1) в отсутствие сил тело движется равномерно по прямой линии;
- 2) при наличии сил тело так изменяет свое состояние движения, что

$$\mathbf{F} = \frac{\Delta(m\mathbf{v})}{\Delta t}, \quad (31.1)$$

или

$$\mathbf{F}\Delta t = \Delta\mathbf{p}, \quad (31.2)$$

т. е. импульс силы равен изменению количества движения тела.

Прежде чем видоизменять эти уравнения, ответим на один неизбежный вопрос. Мы подробно исследовали выводы из уравнений Ньютона для различных силовых систем. В случае движения планет, например, следствия из уравнений Ньютона, примененных к гравитационным силам, действующим между телами, находятся в прекрасном согласии с наблюдаемыми движениями планет. Иными словами, ньютоновская система великолепно описывает наблюдаемые свойства нашего мира, так что эту систему мы называли не иначе, как «точная», «правильная» или «истинная». Теперь же мы утверждаем, что эти уравнения Ньютона и вытекающие из них выводы не согласуются с принципом относительности и их следует модифицировать. Как это понимать?

Ясно, что любая другая система уравнений, которая должна описывать те же явления, обязана быть сходной с уравнениями Ньютона в той области нашего опыта, где уравнения Ньютона заведомо выпол-

няются, например в случае движения планет или в различных земных механических системах. Однако у нас нет никакой гарантии, что ньютоновские уравнения будут правильно описывать явления, которые мы еще не наблюдали. Написанные уравнения обладают гораздо большей общностью, чем те явления, из которых они выведены. Поэтому при пересмотре уравнений Ньютона с целью согласовать их с принципом относительности фактически задаются таким вопросом: можно ли так модифицировать уравнения Ньютона, чтобы они были подобны прежним уравнениям в тех областях, где новые и прежние уравнения должны быть близки, например при изучении движений планет, но существенно отличались от старых уравнений, будучи согласованы с принципом относительности?

Модификация теории, добившейся успехов, всегда представляет собой тонкий вопрос, так как любая теория, в том числе и ньютоновская, является тщательно разработанной системой всевозможных соотношений. Наш опыт свидетельствует о том, что значительная часть этой системы вполне верна, дальнейший же опыт (принцип относительности) показывает, что остальные части системы несправедливы. Поэтому модифицировать теорию следует так, чтобы та часть системы, которая, как мы знаем, верна, оставалась бы практически неизменной (под словом «практически» мы подразумеваем возможность таких изменений, которые настолько малы, что их невозможно уловить нашими органами чувств), в то время как та часть системы, которая модифицируется радикально, не была бы до этого экспериментально обследована.

В случае модификации уравнений Ньютона это означает, что для частиц, движущихся с малыми скоростями, релятивистские уравнения (будем называть эти модифицированные уравнения «релятивистскими») должны давать уравнения Ньютона с поправками, достаточно малыми, чтобы они не проявлялись при наблюдениях. При скоростях же, близких к скорости света, изменения уравнений должны быть существенными. Таким образом, уравнения Ньютона и релятивистски измененные уравнения движения дают практически одни и те же описания явлений, происходящих в диапазоне скоростей порядка скоростей планет. Только при скоростях, близких к скорости света, релятивистские поправки становятся достаточно большими, чтобы их можно было легко наблюдать. Именно из-за того, что Ньютон и его современники имели дело с явлениями, в которых скорости были малы по сравнению со скоростью света, предложенные Ньютоном уравнения оказались столь успешными. Забавно, что часто удается радикально изменить основные постулаты, на которые опирается теория, сохранив при этом значительную часть самой теории. Это подобно тому, как если бы нам удалось в целости и сохранности перенести в наше время готический собор со всеми его колоннами, арками, парящими контрфорсами, гаргульями¹⁾ и ангелами.

¹⁾ Контрфорс — боковая опора стены, гаргулья — выступающая водосточная труба в виде фантастической фигуры.— *Прим. перев.*

Единственное, что надо сделать для согласования первого и второго законов Ньютона с принципом относительности, это изменить определение импульса, или количества движения. Согласно Ньютону, количество движения равно произведению массы тела на его скорость: $\mathbf{p} = m\mathbf{v}$. Оказывается, что достаточно ввести следующее

новое определение импульса,
при котором уравнения Ньютона
станут согласованными с принципом
относительности:

$$\mathbf{p} = \frac{m_0}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \mathbf{v}. \quad (31.3)$$

Величина m_0 называется *массой покоя* частицы и описывает ее массу, когда частица неподвижна. Именно массу m_0 приписывал Ньютон своим частицам. Чтобы получить *релятивистскую массу*, мы разделили массу покоя на вездесущий множитель

$$\sqrt{1-v^2/c^2},$$

который впервые появился при анализе опыта Майкельсона — Морли, а затем стал повсюду мелькать в теории относительности подобно выпущенному на свободу джинну. Таким образом, релятивистские уравнения Ньютона принимают следующий вид:

1) Если на тело, движущееся равномерно, не действуют силы, то это тело продолжает двигаться равномерно.

$$2) \quad \mathbf{F} \Delta t = \Delta \mathbf{p}, \quad (31.7)$$

где

$$\mathbf{p} = \frac{m_0}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \mathbf{v}. \quad (31.3)$$

Третий закон Ньютона (о природе сил) не изменяется, пока мы имеем дело с контактными силами. В случае сил, действующих на расстоянии (подобных гравитационной силе), встает общая проблема, которая связана с тем, что изменение силы не может мгновенно передаваться от одной точки пространства к другой (так как никакой сигнал не может распространяться со скоростью, превышающей скорость света). Поэтому для удобства приходится считать, что все силы переносятся от тела к телу посредством каких-то объектов (полем, частицами или ...?) (см. гл. 20). Для этих объектов выполнение третьего закона обеспечено.

Для ньютоновской системы (фиг. 45)

$$\mathbf{F}_{1 \text{ на } 2} = -\mathbf{F}_{2 \text{ на } 1}.$$

т. е. при таких скоростях релятивистская поправка к массе тела будет порядка одной стомиллионной. В результате орбиты планет, предсказанные на основании уравнений Ньютона, будут отличаться от тех же орбит, но полученных из релятивистских уравнений, на величину порядка отношения единицы к ста миллионам.

Именно в таком смысле следует понимать утверждение, что релятивистские уравнения переходят в ньютоновские при скоростях, значительно меньших скорости света. При стремлении v к нулю множитель $\sqrt{1-v^2/c^2}$ стремится к единице, и в конце концов релятивистские уравнения в точности совпадают с уравнениями Ньютона. Один из способов получения релятивистских уравнений состоит в поисках ответа на вопрос: как должна выглядеть система уравнений, которая переходит в уравнения Ньютона в случае, когда частицы покоятся, и одновременно согласуется с принципом относительности? Один из возможных ответов и приведен выше ¹⁾.

РЕЛЯТИВИСТСКОЕ СООТНОШЕНИЕ МЕЖДУ ЭНЕРГИЕЙ И ИМПУЛЬСОМ

Взглянем снова на уравнения Ньютона в релятивистской форме:

$$F\Delta t = \Delta p, \quad (31.2)$$

$$p = \frac{m_0}{\sqrt{1-v^2/c^2}} v. \quad (31.3)$$

За исключением определения импульса, эти уравнения в точности совпадают с уравнениями из ньютоновских «Начал»: произведение силы на отрезок времени, в течение которого она действует, равно изменению импульса. По этой причине структура многих соотношений, полученных нами ранее из нерелятивистских уравнений (фактически всех тех следствий из второго закона, в которых не используется определение p как произведения $m_0 v$), остается в силе и в релятивистском случае, что дает наглядный пример того, как может сохраниться структура соотношений теории, даже если интерпретация символов в них изменилась.

Один из наиболее важных результатов теории Ньютона состоит в том, что в отсутствие сил импульс сохраняется. Этот результат остается справедливым и в релятивистской теории. В отсутствие сил изменение количества движения Δp равно нулю и, следовательно, релятивистский импульс остается постоянным²⁾. Таким же образом можно показать, что релятивистский импульс сохраняется и при столкновениях частиц,

¹⁾ Этот ответ не является единственным. Однако из нескольких возможных обычно выбирают простейшие уравнения, удовлетворяющие всем известным требованиям.

²⁾ Этот вывод означает, что в релятивистских уравнениях можно найти такую величину — релятивистский импульс, — которая остается постоянной, если силы отсутствуют.

если выполняется (в смысле, указанном выше) третий закон Ньютона (действие равно противодействию). Следовательно, и в релятивистской теории мы можем определить центр масс системы и доказать теорему, что в отсутствие внешних сил этот центр масс движется с постоянной скоростью, и т. д.

При изучении теории Ньютона мы видели, что изменение импульса, или «движущая сила» в терминах средневековой механики, связано с силой, действующей в течение заданного отрезка времени. Мы ввели понятия работы и энергии как величин, связанных с силой, действующей вдоль определенного расстояния, и нам удалось так определить кинетическую энергию, что работа, совершенная над частицей, оказалась равной изменению ее кинетической энергии. Мы можем снова ввести понятие силы, действующей вдоль определенного расстояния, и, как и раньше, определить работу. Если над релятивистской частицей совершается работа, то существует некая величина, которая при этом изменяется. Эта величина связана с энергией из механики Ньютона, или с «живой силой» из средневековой механики. Мы снова будем называть ее кинетической энергией. Однако зависимость энергии от скорости имеет теперь иной вид, чем в нерелятивистском случае, так как связь между импульсом и скоростью изменилась. В нерелятивистском случае

$$\text{кинетическая энергия} = \frac{1}{2} m_0 v^2 = \frac{p^2}{2m_0}, \quad (31.5)$$

так как

$$p = m_0 v \text{ (величина)}. \quad (31.6)$$

Если на частицу не действуют силы, ее кинетическая энергия равна полной энергии частицы:

$$E = \frac{1}{2} m_0 v^2 = \frac{p^2}{2m_0}. \quad (31.7)$$

В релятивистском же случае мы получаем следующее выражение для E :

$$E = \sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2}, \quad (31.8)$$

которое можно переписать в виде ¹⁾

$$E = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \quad (31.9)$$

¹⁾ Мы знаем, что

$$p = \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \text{ (величина)}.$$

Поэтому

$$E^2 = m_0^2 c^4 + \frac{m_0^2 v^2 c^2}{1 - v^2/c^2} = m_0^2 c^4 \left(1 + \frac{v^2}{c^2 - v^2} \right) = m_0^2 c^4 \frac{c^2}{c^2 - v^2}$$

и

$$E = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}.$$

Иными словами, если на заданном пути на релятивистскую частицу действует сила, то изменяется величина

$$\sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2}.$$

При малом значении импульса выражение (31.8) приближенно записывается в виде

$$E \approx m_0 c^2 + \frac{p^2}{2m_0}. \quad (31.10)$$

Таким образом, релятивистская энергия свободной частицы при малых скоростях равна $p^2/2m_0$ (что совпадает с выражением для кинетической энергии в нерелятивистском случае) плюс дополнительный член $m_0 c^2$, являющийся постоянной величиной. Если импульс частицы равен нулю, то

$$E = m_0 c^2. \quad (31.11)$$

Эта формула, безусловно, является самой знаменитой формулой физики ¹⁾.

В 1905 г. вскоре после выхода своей первой работы Эйнштейн опубликовал вторую статью, озаглавленную «Зависит ли инерция тела от содержащейся в нем энергии?» В ней он проанализировал процесс излучения телом света. В заключение Эйнштейн писал:

«Если тело отдает энергию E ²⁾ в виде излучения, то его масса уменьшается на E/c^2 . При этом, очевидно, несущественно, что энергия, взятая у тела, прямо переходит в лучистую энергию излучения, так что мы приходим к более общему выводу. Масса тела есть мера содержащейся в нем энергии; если энергия изменяется на величину E , то масса меняется соответственно на величину $E/9 \cdot 10^{20}$, причем здесь энергия измеряется в эргах, а масса — в граммах» [1].

Далее он пророчески заключил:

«Не исключена возможность того, что теорию удастся проверить для веществ, энергия которых меняется в большой степени (например, для солей радия)» [2].

В области малых скоростей в релятивистском выражении для энергии появляется дополнительный постоянный член $m_0 c^2$, связанный с массой покоя частицы. Мы можем рассматривать эту дополнительную энергию как своего рода потенциальную энергию, обусловленную наличием у частицы массы покоя. Если эту энергию можно как обычную потенциальную энергию превратить в кинетическую энергию, то ее можно превратить и в работу. Если же нет, то максимальная работа, которую способно совершить тело, равна величине

$$E - m_0 c^2,$$

¹⁾ Так как выражение $m_0/\sqrt{1-v^2/c^2}$ часто обозначают через m (масса частицы, зависящая от скорости), то из (31.9) следует, что $E=mc^2$.

²⁾ Эйнштейн обозначал энергию символом L .

которую можно назвать *релятивистской кинетической энергией*. Используя (31.9), получаем, что

$$\text{кинетическая энергия (релятивистская)} = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}} - 1 \right). \quad (31.12)$$

Если массу тела удалось бы как-нибудь уменьшить, мы тем самым превратили бы ее в энергию и работу. Такое превращение возможно далеко не во всех случаях; ведь и тепло не всегда удается превратить в работу. Однако в некоторых случаях, например в упомянутом Эйнштейновом случае солей радия (теперь же нам известно много и других случаев), масса действительно превращается в энергию. Возможность такого превращения объединила два казавшихся самостоятельными понятия, а именно понятия массы и энергии. Теперь уже нельзя утверждать, что масса и энергия сохраняются независимо друг от друга. Поэтому мы еще шире обобщаем понятие энергии, объединяя его с понятием массы. Энергия сохраняется, если она включает в себя массу покоя системы $m_0 c^2$. Вещество тем не менее не всегда переходит в форму энергии. В некоторых случаях оно переходит, а в других нет. Правила, которым подчиняются эти превращения, составляют предмет активно развивающейся области современной физики.

О ДВИЖЕНИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ

Электрон в магнитном поле

Рассмотрим снова движение электрона, находящегося в однородном магнитном поле. Мы ожидаем, что при малых скоростях электрона описанное ранее движение будет совпадать с тем, что мы получим сейчас. При больших скоростях существенную роль должны играть так называемые *релятивистские поправки*. Эта задача представляет интерес не только для сравнения нерелятивистских и релятивистских результатов, но имеет и чисто практическое значение. Дело в том, что в установках, ускоряющих электроны до релятивистских скоростей, часто используют постоянные однородные магнитные поля, удерживающие эти электроны на круговых орбитах.

Выражение для силы, действующей на движущийся электрон со стороны магнитного поля, было получено нами ранее:

$$\left. \begin{aligned} F &= \frac{e}{c} v B \quad (\text{величина}), \\ \text{направление} &\text{— по нормали к } \mathbf{v} \text{ и } \mathbf{B}. \end{aligned} \right\} \quad (31.13)$$

Второй закон движения в форме Ньютона имеет вид

$$\mathbf{F} = m \mathbf{a}. \quad (31.14)$$

В рассматриваемом случае электрон движется по круговой орбите с ускорением v^2/R . Поскольку скорость электрона остается постоянной

(изменяется лишь направление скорости), данный случай особенно прост для исследования, так как величина $\sqrt{1-v^2/c^2}$ не изменяется в процессе движения.

В результате релятивистский закон движения можно записать в виде ¹⁾

$$\mathbf{F} = \frac{m_0}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \mathbf{a} \quad (31.15)$$

и

$$\left. \begin{aligned} a &= \frac{v^2}{R} \text{ (величина),} \\ \text{направление — к центру.} \end{aligned} \right\} \quad (31.16)$$

Поэтому

$$F = \frac{m_0}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \frac{v^2}{R} \text{ (величина).} \quad (31.17)$$

Комбинируя второй закон Ньютона с выражением для силы, действующей на электрон со стороны магнитного поля, получаем

$$\frac{e}{c} vB = \frac{m_0}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \frac{v^2}{R}. \quad (31.18)$$

Отсюда находим напряженность магнитного поля, необходимую для удержания частицы на орбите радиусом R :

$$B = \frac{m_0 cv}{eR} \frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \text{ (релятивистское выражение),} \quad (31.19)$$

которую можно сравнить с определенной ранее напряженностью поля в нерелятивистском случае:

$$B = \frac{m_0 cv}{eR} \text{ (нерелятивистское выражение).} \quad (31.20)$$

Эти напряженности отличаются множителем

$$\sqrt{1-v^2/c^2}. \quad (31.21)$$

Смысл полученного результата состоит в том, что в релятивистском случае требуется большее магнитное поле для удержания частицы с заданной скоростью на орбите заданного радиуса. Этот результат нетрудно понять. При заданных v и R ускорение электрона равно v^2/R . Произведение ускорения на массу дает требуемую силу. В релятивистском случае масса (или инерция) электрона возрастает при увеличении его скорости. Поэтому при заданном ускорении, т. е. при заданных v и R , требуется большая сила. Но поскольку сила пропорциональна напряженности магнитного поля B , мы получаем, что в релятивистском случае требуется большее магнитное поле для удержания частицы с заданной скоростью на орбите заданного радиуса.

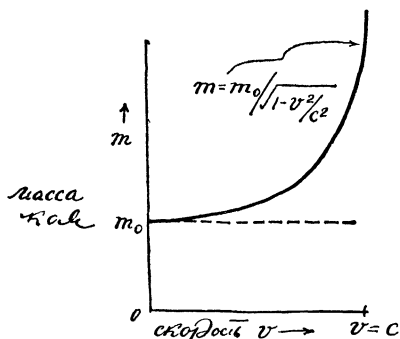
¹⁾ Такая форма записи второго закона справедлива лишь в случае, когда скорость остается постоянной.

При желании можно считать, что разница между релятивистским и нерелятивистским выражениями целиком обусловлена изменением релятивистской массы электрона

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad (31.22)$$

возрастающей при увеличении его скорости (фиг. 47).

Измерение напряженности магнитного поля, удерживающего электрон со скоростью v на орбите радиусом R , дает непосредственное представление об инерции электрона.



Фиг. 47. Зависимость массы от скорости.

Провести такие измерения относительно несложно, и они подтверждают справедливость релятивистского выражения (31.19), т. е. свидетельствуют о том, что инерция электрона возрастает с увеличением его скорости. Можно пойти дальше. При конструировании таких машин, как синхротроны, ускоряющих частицы, подобные электронам, до скоростей, близких к скорости света, приходится заранее определять размеры этих машин (связанные с радиусом орбиты частиц) и напряженности используемых в них

магнитных полей. Приходится решать, сколько метров медного провода следует наматывать, какой ток, возбуждающий магнитное поле, пропускать по этому проводу, сколько акров земли надо покупать и т. д. Если требуется довести скорость электронов до заданной большой величины v , а размеры машины ограничены (нельзя купить больше земли), так что существует максимальный радиус орбиты частиц R , то необходимое для этого магнитное поле определяется из выражения

$$B = \frac{m_0 v c}{e R} \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \quad (31.19)$$

Отсюда видно, что практические инженерные и экономические решения должны существенно зависеть от того, какие соотношения верны — релятивистские или нерелятивистские. Люди, имеющие отношение к подобным вещам, давно убедились в том, что справедливо релятивистское выражение, определяющее напряженность магнитного поля. Этот вывод был подтвержден так много раз и при таких разнообразных условиях, что сейчас уже потерял всякий смысл вопрос о том, проверена ли на опыте теория относительности. Она настолько хорошо проверена, что стала частью наших обычных представлений. Соотношения, вытекающие из теории относительности (подобно соотношениям геометрии Евклида), стали неотъемлемой частью нашего мышления и повсеместно используются инженерами, конструирующими ускорители частиц, в их практической деятельности. Вполне

возможно, что в будущем по неизвестным сейчас причинам эти представления (как и любые другие) придется уточнять. Но в настоящее время теория относительности внесла такую ясность в рассматриваемый круг явлений, что подобно геометрии Евклида в пространстве она заслужила титул «правдивой».

Максимальная скорость

Рассмотрим теперь поведение частицы, на которую действует постоянная однородная сила в заданном направлении. С точки зрения теории Ньютона такая частица будет испытывать постоянное ускорение, а ее скорость со временем будет неограниченно возрастать. Релятивистские уравнения можно записать в виде

$$\mathbf{F}\Delta t = \Delta \mathbf{p}, \quad (31.2)$$

где релятивистский импульс

$$\mathbf{p} = \frac{m_0 \mathbf{v}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \quad (31.3)$$

В релятивистском случае импульс и энергия частицы, подверженной действию постоянной силы, непрерывно нарастают. Скорость же частицы не может превысить c .

Чтобы показать это, выразим из уравнения (31.3) скорость через импульс:

$$v = \frac{pc^2}{\sqrt{c^2 p^2 + m_0^2 c^4}}. \quad (31.23)$$

При заданной массе покоя и при больших значениях импульса это выражение можно приблизительно представить в виде

$$v \approx \frac{pc^2}{cp} = c. \quad (31.24)$$

Таким образом, в пределе бесконечно больших значений импульса скорость v приближается к c , но никогда не превышает эту величину.

Если действительно приложить к электрону постоянную силу (как, например, в эксперименте «Максимальная скорость» [3]), а затем измерить его скорость (измеряя, например, промежуток времени, за который электрон пролетает известное расстояние) и одновременно энергию, то можно убедиться, что скорость частицы связана с ее энергией или импульсом не в соответствии с ньютоновским выражением

$$v = \frac{p}{m_0} \text{ (величина) (нерелятивистское выражение),} \quad (31.25)$$

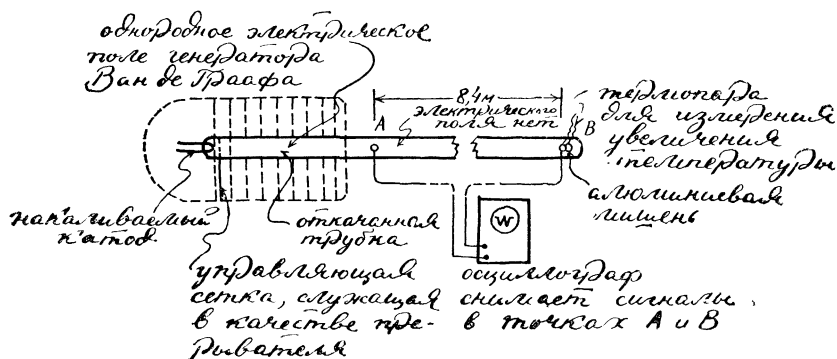
а по формуле

$$v = \frac{pc^2}{\sqrt{c^2 p^2 + m_0^2 c^4}} \text{ (релятивистское выражение).} \quad (31.23)$$

Таким образом, мы получили следующий практический результат: несмотря на то, что импульс и энергия электрона непрерывно увеличиваются, его скорость, т. е. пройденное электроном расстояние, делен-

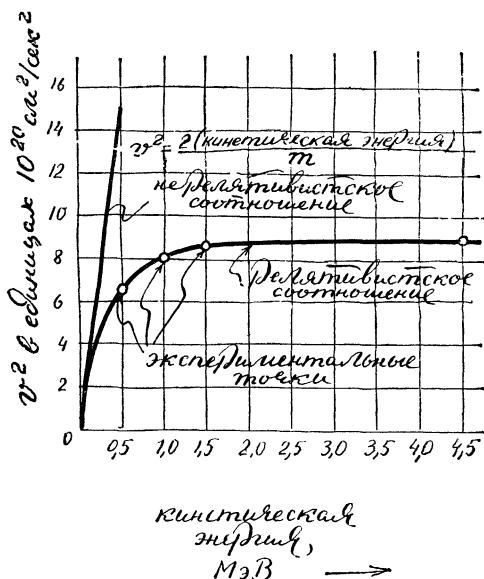
ное на соответствующий отрезок времени, приближается к постоянной величине — скорости света.

На фиг. 48 изображена принципиальная схема установки для определения максимальной скорости электронов [3]. Электроны уско-



Фиг. 48.

ряют в однородном поле в левой части установки. Моменты их пролета через точки А и В засекают с помощью осциллографа. Таким образом



Фиг. 49.

определяют скорость электронов. Их кинетическую энергию (которая превращается в тепло при попадании электронов в мишень) определяют по измеренному повышению температуры мишени.

Если построить затем график зависимости кинетической энергии от v^2 (фиг. 49), то он будет соответствовать не соотношению

$$\text{кинетическая энергия} = \frac{1}{2} mv^2$$

(прямая линия на фиг. 49), а релятивистскому выражению

$$\text{кинетическая энергия (релятивистская)} = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}} - 1 \right).$$

32

ПАРАДОКС БЛИЗНЕЦОВ

Близнецы рождаются для того, чтобы тут же разлучиться. Они разлучаются при рождении, ведут совершенно различный образ жизни, а затем по прошествии многих лет происходит их радостная и неожиданная встреча. Так случалось в драмах прошедших веков. Судьба близнецов двадцать первого века будет не менее драматичной. Один из них остается на земном ракетодроме, в то время как другой отправляется к далекой звезде на космическом корабле, способном развить огромную скорость. С точки зрения брата, оставшегося на Земле, время течет быстро. Проходит десять, двадцать, тридцать лет. Волосы его седеют, зрение ослабевает, и появляется, увы, небольшое брюшко — годы берут свое. Наконец он радостно узнает, что его брат возвращается. Космический корабль уже виден, а через несколько дней он благополучно приземляется. Братья растроганно обнимаются. Но что видит близнец, оставшийся на Земле? Его брат выглядит почти так же, как и тридцать лет назад: темные волосы, брюшко отсутствует. Он почти не состарился, — возможно, лишь лет на пять, но после тридцатилетней разлуки кажется даже, что он выглядит сейчас моложе, чем выглядел тогда, когда отправлялся в космическое путешествие. «Что же ты сделал за эти последние тридцать лет?» — спрашивает космонавт своего брата. «Ничего особенного. А что делал ты в течение последних пяти лет?» Возможна ли такая ситуация? Мы думаем, что возможна.

Практически ее осуществить, нам представляется, крайне трудно, быть может, даже слишком трудно, но мы уверены, что если удастся когда-нибудь послать одного из близнецов в путешествие на достаточно быстроходном космическом корабле, то часы на этом корабле (под часами мы подразумеваем, конечно, и любые физические процессы, и ритм сердца, и т. д.) с точки зрения близнеца, оставшегося на Земле, будут идти медленнее, чем земные часы. В результате земной близнец состарится быстрее. А его брат, вернувшись на Землю, окажется моло-

же, так как он прожил по своим часам меньшее число лет. Промежутки времени на космическом корабле связаны с промежутками времени на Земле по формуле:

$$(\text{промежуток времени на космическом корабле}) = \sqrt{1 - v^2/c^2} \times (\text{промежуток времени на Земле}). \quad (32.1).$$

Если скорость корабля v равна $0,99c$, то

$$\sqrt{1 - v^2/c^2} \approx \frac{1}{7}, \quad (32.2)$$

и промежуток в тридцать лет на Земле эквивалентен промежутку времени порядка четырех с половиной лет на космическом корабле; это означает, что за то время, за которое близнец на Земле проживет тридцать лет, его брат в космическом корабле состарится всего на четыре с половиной года.

Нам еще не приходилось подвергать двух братьев подобному эксперименту (если, конечно, не считать за эксперимент ситуации, описанные в некоторых не совсем удачных комедиях), поэтому нам самим не приходилось наблюдать именно такую ситуацию. Но мы наблюдали ситуации, которые мы считаем сходными с вышеописанной (например, увеличение промежутка времени между рождением и распадом частицы, движущейся относительно нас), поэтому мы можем поверить, что близнец, вернувшись на Землю, окажется моложе своего брата.

С точки зрения земного наблюдателя близнец, путешествующий в космическом корабле, находится в движущейся системе отсчета, и его часы идут медленнее. Поэтому за время до возвращения на Землю сердце космонавта совершит меньшее число биений, и он окажется моложе. Почему, однако, нам не встать на точку зрения близнеца, находящегося в космическом корабле? Он может считать, что он покоится, а Земля сначала удаляется от него, а затем приближается. Тогда с его точки зрения время должно замедляться на Земле, а сердце его брата — совершить меньшее число биений, т. е. при встрече брат, оставшийся на Земле, должен оказаться моложе.

Неверное предположение, лежащее в основе этого парадокса, легко прозвать¹⁾. Оно состоит в утверждении, что любые системы отсчета одинаково хороши для интерпретации опытных данных. Такого предположения Эйнштейн не выдвигал, более того, оно не согласуется с опытом.

«Не только в механике, но и в электродинамике никакие свойства явлений не соответствуют понятию абсолютного покоя, и даже, более того, они ведут к предположению, что для *всех координатных систем, для которых справедливы уравнения механики*²⁾, справедливы те же самые электродинамические и оптические законы, как это уже доказано для величин первого порядка» [1].

¹⁾ Как часто и случается.

²⁾ Курсив автора.

Системы отсчета считаются эквивалентными, если в них выполняются законы механики Ньютона. Однако эти законы выполняются отнюдь не во *всех* координатных системах.

Рассмотрим первый закон Ньютона: тело находится в покое или состоянии равномерного движения, если на него не действуют силы. Этот закон не выполняется в произвольной системе отсчета. Если тело движется равномерно, т. е. с постоянной скоростью и по прямой линии, когда мы наблюдаем его, стоя, например, на углу улицы, оно все равно будет двигаться относительно нас равномерно, если мы будем стоять на другом углу улицы, или отвернемся от него, или будем наблюдать его, стоя на руках. Более того, оно будет двигаться равномерно, если мы сами будем равномерно перемещаться относительно угла улицы.

Однако, если мы ускорим свое движение относительно угла улицы, мы увидим, что тело тоже перестало двигаться равномерно, а ускорилось в противоположном направлении, хотя никакие силы на него не действовали. Представим себе тело, неподвижное относительно какого-то наблюдателя. Если мы ускоримся в направлении этого тела, то тело с нашей точки зрения будет казаться движущимся с ускорением по направлению к нам. Если мы знаем, что на тело не действуют силы, мы будем вынуждены принять на основании второго закона Ньютона, что движение тела не подчиняется первому закону, так как тело движется неравномерно, хотя на него не действуют силы. Следовательно, все системы отсчета нельзя считать эквивалентными.

«Инерциальными системами» называются такие системы отсчета, в которых выполняются законы механики Ньютона. Один из способов описания содержания динамики Ньютона состоит в утверждении, что существует такая система отсчета, в которой выполняются законы Ньютона. Все остальные инерциальные системы движутся относительно первой равномерно.

Применительно к парадоксу близнецов можно сказать, что если Земля и ракета движутся равномерно по отношению друг к другу (скажем, когда космический корабль идет с крейсерской скоростью), то обе эти системы отсчета равнозначны, будучи обе инерциальными. Однако для возвращения на Землю ракета должна замедлиться, остановиться и начать двигаться в противоположную сторону (с точки зрения космонавта замедляется и летит в обратную сторону Земля). В тот момент, когда ракета начинает тормозиться, она перестает быть инерциальной системой отсчета, в которой выполняются законы механики Ньютона. Поэтому мы не можем рассматривать этот парадокс с точки зрения космонавта, не вводя дополнительных поправок в механические и электродинамические законы.

Необходимость этих поправок очевидна. При торможении появляются дополнительные силы. Эти силы изменяют период колебаний маятника и т. д. Поэтому, поскольку фактически замедляется и поворачивает обратно именно ракета, проще вычислять временные отрезки с точки зрения земного наблюдателя, находящегося в инерциальной системе отсчета. Если мы хотим вычислить эти временные отрезки с

точки зрения космонавта, мы должны ввести необходимые поправки в законы механики. Данный парадокс возникает из-за того, что мы приписываем движению слишком высокую симметрию, полагая, что все системы отсчета эквивалентны и что в *любой* координатной системе расчеты следует проводить одинаковым образом.

33

ОБЩАЯ ТЕОРИЯ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ (ТЕОРИЯ ТЯГОТЕНИЯ ЭЙНШТЕЙНА)

Общая теория относительности, можно считать, выросла из попытки обобщить специальную теорию таким образом, чтобы все системы отсчета (скажем, системы, связанные с Землей или с космическим кораблем) можно было использовать для описания наших наблюдений (при этом не все системы будут одинаково удобны). Такая возможность опирается на факт, представляющийся невероятным совпадением. В теории гравитации Ньютона сила (гравитационная), действующая между двумя телами, например между Землей с массой M_3 и небольшим свинцовым шариком с массой m :

$$F = \frac{GM_3m}{R^2} \text{ (величина),} \quad (33.1)$$

пропорциональна массе шарика m . Согласно второму закону Ньютона, ускорение свинцового шарика

$$a = \frac{F}{m} \text{ (величина)} \quad (33.2)$$

обратно пропорционально его массе. Следовательно, под действием гравитационной силы Земли (или любой другой гравитационной силы) все шарики — будь они сделаны из железа, слоновой кости или свинца — падают с одинаковым ускорением

$$a = \frac{GM_3}{R^2}. \quad (33.3)$$

Этот результат приписывают Галилею, но он был известен еще Симону Стевину и Иоанну Филопону. Равенство ускорений было с большой точностью проверено в экспериментах Этвеша и Дикке.

Тот факт, что две, казалось бы, совершенно различные сущности — сила тяготения и ускорение — так тесно связаны между собой, поража́л еще Ньютона (см. сноску на стр. 77 т. 1) и удивляет физиков до сих пор. Никакие другие силы — электромагнитные, силы трения,

ядерные и т. д.— не обладают таким свойством¹⁾. Должно быть, гравитационные силы содержат в себе что-то крайне специфическое. Эта точка зрения была развита Эйнштейном в период с 1905 по 1915 г. Эйнштейн предположил, что такое совпадение не случайно, а обусловлено эквивалентностью двух кажущихся различными понятий, а именно понятий гравитационной силы и самого ускорения. Если это так, то появление в старой теории двух различных понятий можно объяснить несовершенством этой теории, где одна и та же вещь трактуется дважды с разных позиций.

ПРИНЦИП ЭКВИВАЛЕНТНОСТИ

Но как понимать утверждение, что гравитационная сила эквивалентна ускорению?

Представим, говорит Эйнштейн, что мы находимся внутри такого лифта (благодаря Эйнштейну лифт очень прославился), из которого не видно, что происходит снаружи. Если лифт покоится (или движется равномерно) в постоянном гравитационном поле, то все предметы, выроненные в лифте, будут падать с ускорением силы тяжести (фиг. 50). Представим теперь такой же лифт, но находящийся вдали от мас-



Фиг. 50.



Фиг. 51.

сивных тел, т. е. в нулевом гравитационном поле. И пусть этот лифт движется вверх с ускорением g по отношению к инерциальной системе отсчета. Все тела, выроненные во втором лифте, будут отставать от него, так что наблюдателю, находящемуся в лифте, будет казаться, что эти тела падают на пол с ускорением, равным по величине g (фиг. 51). Одно и то же «реальное» движение можно с равным успехом объяснить либо 1) ускоренным движением лифта вверх, либо 2) действием гравитационной силы в противоположную сторону. Этот вывод можно сформулировать в виде принципа эквивалентности: однородное гравитационное поле эквивалентно постоянному ускорению.

Если бы вопрос состоял только в этом, мы могли бы здесь остановиться. Мы вправе были бы сказать, что законы физики можно записывать во всех равномерно ускоренных системах отсчета (добавив соответствующие гравитационные силы), как мы записывали их в инерциальных системах (без дополнительных гравитационных сил).

¹⁾ Например, два заряженных тела в одном и том же электрическом поле будут двигаться с различными ускорениями.

Можно было бы считать, что частица, падающая вниз с ускорением g , ведет себя так либо из-за того, что на нее действует гравитационная сила (фиг. 52), либо из-за того, что наш лифт (система отсчета) движется вверх с ускорением g (фиг. 53).



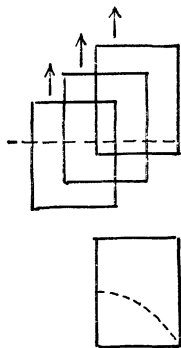
Фиг. 52.



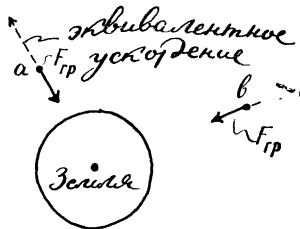
Фиг. 53.

Например, луч света, распространяющийся в инерциальной системе по прямой линии, будет с точки зрения наблюдателя, находящегося в равноускоренном лифте, изгибаться (фиг. 54). Наблюдатель, находящийся в покоящемся лифте, но при наличии гравитационного поля, будет видеть тот же искривленный путь светового луча.

В конце концов мы можем даже запутаться во всех этих рассуждениях о том, действует ли в каком-то данном случае гравитационная сила или тело просто ускоряется, и можем заменить принцип инерции: «если на частицу не действуют силы, она движется равномерно по прямой линии» утверждением: «если на тело не действуют силы, его естественным движением будет падение на пол с ускорением g ».



Фиг. 54.

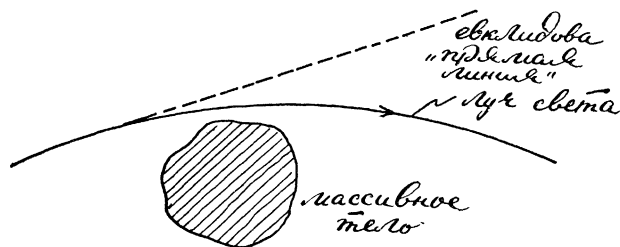


Фиг. 55.

Однако проблема значительно усложняется из-за того, что «истинные» гравитационные поля не обязательно однородны, а возможные ускорения — постоянны. Рассмотрим гравитационное поле Земли в точках a и b , изображенных на фиг. 55. Как величина, так и направление гравитационного поля в этих точках различны. Можно было бы расширить принцип эквивалентности, сказав, что локально (вблизи точек a и b) гравитационное поле Земли эквивалентно постоянному ускорению, величина которого изменяется от точки к точке. Отсюда ясно, что величина и направление ускорения, эквивалентного гравитационному полю какого-либо тела (частицы, планеты, галактики или всей Вселенной), должны быть функциями пространственных координат.

нат. Например, обобщение принципа инерции на неоднородное гравитационное поле Земли можно было бы сформулировать теперь так: естественное движение всех тяжелых тел состоит в ускоренном падении к центру Земли. Если при этом считать, что трение о воздух мешает такому естественному движению, то под подобным определением мог бы без сомнения подписаться сам *Il maestro di color che sanno*¹⁾.

В отличие от теории Ньютона искривление траектории тела, движущегося в поле тяготения, происходит не из-за действия силы, а вследствие особых свойств пространства. Свет, например, не распространяется по евклидовым «прямым линиям» вблизи массивного тела (фиг. 56). А поскольку все тела, включая световые лучи, движутся по



Ф и г. 56.

искривленным траекториям (в отсутствие сил), можно считать, что само пространство искривлено. Ведь перед нами стоит дилемма: либо полагать, что пространство вблизи тел евклидово, но никакие тела не движутся по прямым, либо приписать кривизну самому пространству. Эйнштейн избрал последнее.

На первый взгляд может показаться, что все остальные силы (электромагнитные и ядерные, которые мы введем позднее) не укладываются в эту систему. Поскольку действие этих сил на другие тела не пропорционально массе тел (для его описания следует ввести новые понятия — электрические и ядерные заряды), эти силы выглядят посторонними в системе, где гравитационная сила была заменена кривизной пространства. Эйнштейн и многие другие затратили колоссальные усилия, пытаясь объединить теорию Максвелла с общей теорией относительности (т. е. создать так называемую единую теорию поля²⁾).

В последнее время стало модным говорить, что общая теория относительности слабо проверена экспериментом. Под этим подразумевают,

¹⁾ Аристотель среди своих дохристианских друзей. Строчка из Песни IV «Божественной комедии» Данте. [В переводе М. Лозинского она звучит, как «Учитель тех, кто знает, семей мудролюбивой окружен» (см., например, [1]). — Прим. перев.]

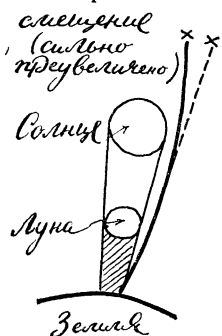
²⁾ Недавно Мизнер и Уилер [2] создали чисто геометрическую теорию классической электродинамики и гравитации. В этой теории форма пространства определяет не только гравитационные, но и электромагнитные поля.

что существует лишь несколько контрольных опытов, в которых можно различить предсказания теории Эйнштейна и предсказания либо теории Ньютона, либо другого релятивистского обобщения этой теории. Дело в том, что в нерелятивистском случае (малые скорости, обычные напряженности гравитационного поля) все выводы теории Эйнштейна совпадают с выводами теории Ньютона (законы Кеплера и т. п.). Это совпадение происходит с такой степенью точности, что за пятьдесят лет с момента появления общей теории относительности удалось получить лишь несколько (два или три) экспериментальных результатов, свидетельствующих о различии в предсказаниях общей теории и теории тяготения Ньютона. Тем не менее можно утверждать, что теория Эйнштейна является, вероятно, наиболее простым и изящным обобщением ньютоновской теории, если, конечно, верить, что последняя должна согласовываться с принципом относительности и учесть при этом принцип эквивалентности в каком-либо виде. Во всяком случае, теория Эйнштейна проверена на опыте не хуже (а может быть, и лучше), чем теория Ньютона, и, как оказалось, прекрасно согласуется с экспериментом.

Традиционно считается, что существуют три ¹⁾ так называемых подтверждения общей теории относительности, в которых можно обнаружить (или почти обнаружить) незначительное различие в предсказаниях общей теории и теории Ньютона.

Искривление светового луча

Когда луч света проходит через гравитационное поле, его траектория должна искривляться (только на основании принципа эквивалентности).



Фиг. 57.

В частности, если свет от звезды распространяется вблизи края Солнца, мы должны наблюдать смещение луча (фиг. 57). Это смещение можно заметить лишь во время солнечного затмения. В период полного солнечного затмения 1919 г. работала международная экспедиция, участники которой фотографировали звездное небо в момент затмения, а затем сравнили полученные фотографии с фотографиями того же участка неба, но снятого без Солнца. Звезды ока-

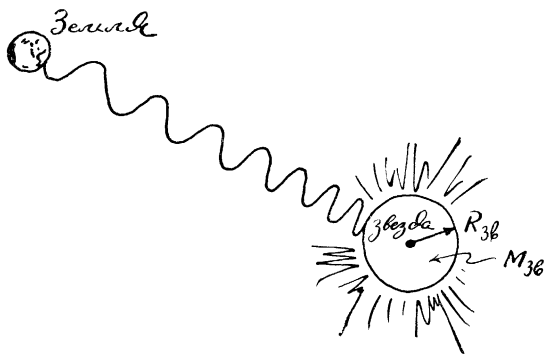
¹⁾ Скоро должны стать известны результаты четвертой проверки общей теории относительности, которая будет осуществлена с гораздо большей степенью точности, чем первые три. Согласно общей теории должно возникнуть запаздывание прихода светового луча, если этот луч распространяется вблизи звезды. Предполагается измерить это запаздывание при радиолокационном зондировании Меркурия и Венеры в тот момент, когда сигнал будет проходить вблизи Солнца (см. [3]).

зались смещенными (возможно, участники экспедиции отнеслись к этому факту как к чуду), что подтвердило предсказание Эйнштейна (угловое смещение порядка $1,75''$) об отклонении луча света при прохождении его вблизи Солнца.

Проводить и интерпретировать подобные измерения чрезвычайно сложно (говорят, что два астронома, глядя на одну и ту же фотографию, могут дать различные объяснения). Недавно разговоры об этом эффекте опять возобновились, и сейчас предпринимаются попытки провести новые измерения. Все согласны с тем, что луч света слегка искривляется, но совпадает ли численно это искривление с предсказанием общей теории относительности, еще не ясно.

Красное смещение

Скорость хода часов зависит от локального значения напряженности гравитационного поля. (В этом состоит объяснение парадокса близнецов с точки зрения общей теории относительности. Можно считать, что в момент торможения и поворота космического корабля близнец, находящийся в корабле, испытывает действие гравитационного поля, которое не испытывает его брат, оставшийся на Земле. В этом состоит различие между двумя близнецами.)



Ф и г. 58. Если фотон пролетел от звезды до Земли, его гравитационная энергия изменилась на величину $-G(E/c^2)(M_{зв}/R_{зв} - M_з/R_з)$.

В качестве простейших часов можно рассматривать колебания атома или световых частиц (фотонов, которые будут более формально введены в гл. 37). Сдвиг частоты колебаний фотона приводит к изменению цвета светового пучка в сторону красного участка спектра, которое называется поэтому (гравитационным) красным смещением.

Фотон характеризуется энергией и частотой

$$E = h\nu, \quad (33.4)$$

где $h = 6,7 \cdot 10^{-27}$ эрг·с¹⁾, и

$$\lambda\nu = c. \quad (33.5)$$

Если считать, что энергия связана с массой по формуле

$$E = mc^2, \quad (33.6)$$

а любая масса подвержена действию гравитационных сил (фиг. 58), то гравитационная потенциальная энергия фотона, находящегося вблизи поверхности большой звезды с массой $M_{зв}$ и радиусом $R_{зв}$, будет равна

$$- G \frac{E}{c^2} \frac{M_{зв}}{R_{зв}}. \quad (33.7)$$

Кинетическая энергия фотона уменьшается, когда он взбирается (образно выражаясь) с уровня низкого потенциала звезды на более высокий уровень потенциала Земли. Соответствующий сдвиг частоты

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\text{изменение гравитационного потенциала}}{c^2}. \quad (33.8)$$

Хотя этот эффект наблюдают в астрономических масштабах, его величина чрезвычайно мала. Недавно он был измерен вблизи поверхности Земли с помощью новейшей аппаратуры, обладающей исключительно высокой разрешающей способностью [4]. (Ожидаемый сдвиг для фотона с длиной волны $\lambda = 3000$ Å, проходящего путь $L = 10^4$ см,

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{gL}{c^2} \approx 10^{-15}.) \quad (33.9)$$

Сравнение эксперимента с теорией дало

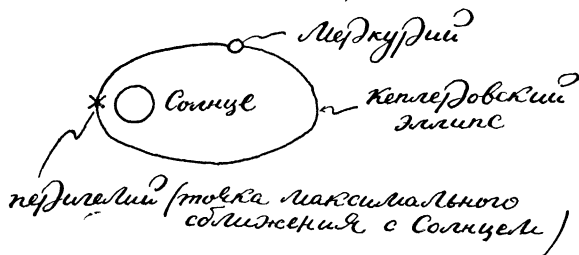
$$\frac{(\Delta\nu)_{\text{эксп}}}{(\Delta\nu)_{\text{теор}}} = 1,05 \pm 0,10. \quad (33.10)$$

Смещение перигелия Меркурия

Радость Кеплера частично объяснялась тем, что он получил для планет эллиптические орбиты. Однако оказалось, что фактически планеты не перемещаются по эллипсам, так как их движение возмущается

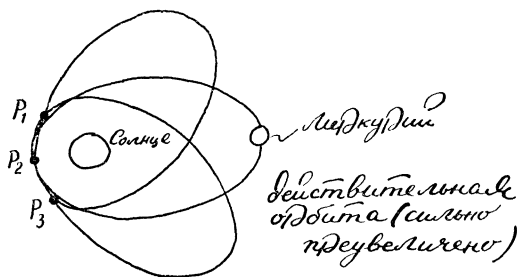
¹⁾ h — постоянная Планка, которую мы тоже введем в гл. 37.

влиянием соседних небесных тел. В частности, для Меркурия это возмущение проявляется особенно наглядно в так называемом смещении перигелия, или точки его орбиты, ближайшей к Солнцу. В соответствии с теорией Кеплера планета должна ежегодно проходить через один и тот же перигелий (фиг. 59). Однако из наблюдений видно, что эта точка орбиты слегка смещается (фиг. 60) (примерно на $540''$ за столетие по отношению к неподвижным звездам).



Фиг. 59.

Если учесть влияние всех видимых известных планет (как это сделал впервые Лаверье), то мы получим для смещения перигелия Меркурия величину порядка $500''$ в столетие. Необъяснимым остается лишь различие в $43''$ за столетие между предсказанием теории Ньютона и астрономическими наблюдениями. Никакого разумного объяснения этому явлению придумать не удалось. (Вначале приписали это еще одной планете, названной заранее Вулканом, но эту планету не обнаружили.) Создавалось впечатление, что бог каждые сто лет подправляет орбиту этой сбившейся с пути планеты. Такое объяснение сейчас излишне, так как общая теория относительности, из которой следуют все выводы ньютоновской теории, касающиеся других планет, дает для смещения перигелия Меркурия недостающие $43''$ за столетие.



Фиг. 60.

Таким образом, общая теория относительности согласуется со всеми современными наблюдениями физических явлений, начиная с движения приливов и кончая смещением перигелия Меркурия. Ее можно рассматривать как результат согласования теории тяготения Ньютона

с принципом относительности с учетом принципа эквивалентности, объединяющего понятия ускорения и тяготения. В этой теории понятие силы является излишним, так как движение всех тел определяется кривизной пространства, вызванной самими телами.

Общая теория относительности — это Парфенон физики, творение одного зодчего, который «однажды перегнулся через край своего гамака, натянутого между Тельцом и кольцом Западной Рыбы ¹⁾...» [5] и подарил человечеству храм, поражающий не столько своими размерами и практической полезностью, сколько совершенством своих пропорций. Это Акрополь человеческой мысли. Но мы не сомневаемся в том, что если когда-нибудь в будущем придется (в соответствии с установленными нами правилами игры) снести этот храм и заменить его невзрачным зданием, эффективность которого окажется больше, то, несомненно, найдется немало энтузиастов совершить такую работу. *Sic transit gloria mundi* ²⁾.

¹⁾ Телец, Западная Рыба — зодиакальные созвездия. — *Прим. перев.*

²⁾ Так проходит земная слава (*лат.*).

СТРОЕНИЕ АТОМА

СЕРЕБРЯНЫЕ НИТИ

Теория относительности, будучи началом физики двадцатого века, является вместе с тем венцом классической физики, последней и наиболее изящной вариацией того взгляда на мир, который восходит к Галилею и Ньютону. В известном смысле классическая физика после Эйнштейна, подобно классической музыке после Моцарта, развиваться дальше не могла. Теория относительности предложила новый подход к явлениям: она потребовала пересмотра фундаментальных идей, последовательно использовала только такие понятия, которые доступны наблюдениям (и отбрасывала те понятия, например понятие абсолютного времени, которые не наблюдаемы), подчеркивала равноправие всех наблюдателей — равноправие, которое должно быть отражено в физических законах. Именно этот подход отчетливо выявился в бурном развитии физики в начале двадцатого столетия.

Замечательные достижения классической физики, объяснившей все на свете — от движения планет до поведения газов, — оправдывали, по крайней мере психологически, складывавшееся в то время мнение, что создание физического мира завершено. Конечно, были и непонятные явления. Удастся ли объяснить их в рамках классической картины? Можно ли считать их несущественными деталями уже законченного полотна? Или для объяснения этих явлений потребуется создание совершенно новых основ физики? После огромных успехов классической теории — механики, электродинамики, электромагнитной теории света — могло показаться, что физикам осталось лишь уточнить шестой десятичный знак после запятой¹⁾. Сейчас, оглядываясь назад, мы видим, что не все обстояло так благополучно. (Глядя назад, мы всегда видим больше.) Для тех же, кто находился тогда в самой гуще событий, ситуация в физической науке напоминала «игру в 15» (в этой игре нужно расставить квадратные фишки с номерами от 1 до 15 в правильном порядке), когда играющему легко удалось загнать первые тринадцать квадратиков в нужные положения, но никак не удается сделать то же самое с последними двумя фишками. Играющий продолжает упорно и безрезультатно передвигать последние две фишки вместо того, чтобы вернуться к началу игры, поняв, что только новое, правильное с самого начала расположение фишек может привести к благополучному завершению игры. Когда существует успешная тео-

¹⁾ В своей автобиографии Милликен пишет, что это знаменитое высказывание о «шестом десятичном знаке» было сделано Майкельсоном в речи на церемонии открытия лаборатории Райерсона в Чикагском университете в июне 1894 г. Майкельсон считал, что он цитирует лорда Кельвина, и позднее он говорил Милликену, что сожалеет о своих словах.

рия, объясняющая многие явления природы, трудно согласиться с тем, что ее необходимо разрушить и коренным образом перестроить ее основание. В течение длительного времени пытаются приспособить теорию, как-то модифицировать ее, причесать, видоизменить, чтобы даже наиболее чужеродные для этой теории факты уложились в рамки тех представлений, которые уже известны, которым учили и которые столь успешно работали раньше.

Пристально всматриваясь в красочный гобелен, которым казалась классическая физика, наблюдатель мог заметить на нем появление нитей неожиданных цветов, не соответствующих темам и вариациям ньютоновских узоров. Но в те времена ни наблюдатель, ни даже сам ткач не могли с уверенностью сказать, являются ли эти нити случайными, попавшими на гобелен по ошибке ткача, или же они разовьются в свой новый и богатый узор.

ДИСКРЕТНЫЕ СПЕКТРАЛЬНЫЕ ЛИНИИ

Чтобы «произвести опыты над знаменитым *явлением цветов*» [1], Ньютон затемнил свою комнату, проделал небольшую дыру в оконных ставнях, поместил призму там, где входил свет, и наблюдал «зрелище живых и ярких красок, получавшихся при этом» [2]. Было это в 1666 г. В 1802 г. Волластон обнаружил «среди живых и ярких красок, получившихся при этом», темные линии. В 1814 г. Фраунгофер скомбинировал призму со зрительной трубой и наблюдал свет, пропущенный через удаленную узкую щель. Этот прибор называется теперь спектроскопом (фото 1). Рассматривая солнечный спектр через свой инструмент, Фраунгофер

«...обнаружил не одну линию, а чрезвычайно большое количество вертикальных линий, резких и слабых, которые, однако, оказались темнее остальной части спектра, а некоторые из них казались почти совершенно черными» [3].

Публикуя в 1817 г. свои результаты, он добавил:

«С помощью многочисленных экспериментов и разнообразных методов я убедился, что эти линии и полосы обязаны своим происхождением природе солнечного света, а не дифракции, обмачу зрения и т. д.».

Темные линии расположены между различными цветными полосами, а поскольку каждому цвету соответствует определенная длина волны, то и каждой темной полосе можно тоже приписать определенное значение длины волны. Фраунгофер, оказав предпочтение латинскому алфавиту перед греческим, обозначил эти линии буквами *A, B, C, D, ...* (фото 2). Изучая две близкие линии в желтой части спектра, обозначенные Фраунгофером буквой *D*, Густав Кирхгоф и Роберт Бунзен (широко известный благодаря горелке, названной его именем) пришли

в 1859 г. к объяснению происхождения темных линий в спектре. Кирхгоф пишет:

«Занимаясь совместно с Бунзеном исследованием спектров цветного пламени, с помощью которого удалось установить качественный состав сложных смесей по виду их спектров в пламени горелки, я провел несколько наблюдений, приведших к неожиданному объяснению происхождения линий Фраунгофера и позволивших сделать выводы о составе солнечной атмосферы и, возможно, также о составе ярких неподвижных звезд» [4].

Он продолжает:

«Фраунгофер обнаружил, что в спектре пламени свечи имеются две светлые линии, совпадающие с двумя темными линиями солнечного спектра. Мы получили те же самые светлые линии, но гораздо более интенсивные, в спектре пламени, в которое была введена обычная поваренная соль. Наблюдая солнечный спектр, я пропустил солнечные лучи, прежде чем они попадали в щель, через пламя, в которое было введено достаточно много соли. Когда солнечный свет был существенно ослаблен, на месте двух темных линий *D* появились две светлые линии...» [5].

И далее:

«Можно предположить, что светлые линии, отвечающие линиям *D* в спектре пламени, появляются всегда при наличии натрия; присутствие темных линий *D* в солнечном спектре свидетельствует, по нашему мнению, о том, что в солнечной атмосфере имеется натрий» [6].

Вскоре после этого Кирхгоф сформулировал два так называемых основных закона спектроскопии: 1) каждое химическое вещество обладает своим специфическим спектром и 2) каждое вещество способно поглощать такое излучение, какое оно может само излучить. Если ввести в пламя горелки Бунзена натрий, то оно станет ярко-желтым (фото 3). (Наличие соли во многих веществах объясняет желтый цвет большинства пламен.) Если проанализировать этот желтый цвет, то мы увидим, что он определяется двумя светлыми *D*-линиями спектра. Однако если раскаленный натрий излучает две светлые линии *D*, то холодные пары натрия поглощают их. В результате, если яркий луч света, содержащего все цвета, проходит через холодные пары натрия, две линии *D* будут выглядеть темными на ярком фоне цветного спектра.

Далее Кирхгоф предположил, что наличие темных линий в солнечном спектре объясняется присутствием относительно холодных паров натрия и других элементов во внешней солнечной атмосфере. Непрерывный спектр света, испущенного внутренними областями Солнца и прошедшего затем через относительно холодные пары, теряет характерные линии различных элементов. Таким образом, изучая темные линии солнечного спектра или спектр какой-нибудь звезды, мы можем

узнать, какие элементы имеются во внешних атмосферах этих звезд (фото 4). Этот результат мог бы удивить французского позитивиста Огюста Конта, который в 1825 г. привел химический состав звезд в качестве примера принципиально непознаваемой вещи.

Суть открытий Фраунгофера, Бунзена и Кирхгофа состоит вкратце в следующем. Если нагреть чистый элемент до достаточно высокой температуры, помещая его, например, в относительно бесцветное пламя горелки Бунзена, то этот элемент начнет светиться определенным цветом, характерным для каждого элемента: натрий излучает желтый свет, стронций — красный свет и т. д. Если разложить этот свет, пропуская его через спектроскоп, на отдельные длины волн, то мы обнаружим, что каждому элементу соответствует свой характерный набор линий, всегда один и тот же для данного элемента. Неизвестно ни одной пары различных элементов, обладающих одинаковыми наборами линий.

Этот результат позволяет определять химический состав сложных соединений. Достаточно поместить исследуемое вещество в пламя и сравнить полученный спектр со спектрами различных элементов, чтобы узнать, из каких элементов состоит данное химическое соединение. Более того, по интенсивности различных линий можно даже определить относительное содержание каждого элемента. Таким образом Кирхгофу и Бунзену «... удалось установить качественный состав различных смесей по виду спектров этих смесей» [7], решив тем самым древнюю проблему определения химического состава заданного вещества.

Однако то, что каждый отдельный элемент обладал своим характерным спектром, состоящим из четких линий, т. е. каждый атом имел как бы свою роспись, для физиков было крайне неожиданным и загадочным. Вскоре было обнаружено, что некоторые линии являются невидимыми и лежат в ультрафиолетовой или инфракрасной областях спектра. Для изучения этих линий потребовалась новая специальная аппаратура, так как в обычном спектрометре их не было видно. Наиболее простым спектром обладал водород, самый легкий из элементов; поэтому его спектр был подвергнут анализу в первую очередь.

В 1885 г. Иоганн Бальмер получил формулу, описывающую четыре основные линии водородного спектра; сравнение этой формулы с другими линиями, открытыми немного позднее, показало, что она очень точно соответствует почти всему спектру водорода. Весь последующий спектральный анализ различных элементов основывался на этой формуле. Бальмер получил ее не из каких-то теоретических предположений, а просто подбирая несложное алгебраическое выражение, удовлетворяющее наблюдаемым фактам.

«Длины волн первых четырех водородных линий получаются умножением основного числа $b = 3645,6$ последовательно на множители $\frac{9}{5}$, $\frac{4}{3}$, $\frac{25}{21}$ и $\frac{9}{8}$. На первый взгляд эти множители не образуют регулярной последовательности; но если умножить второе

и четвертое числа на 4, то получим регулярную последовательность: числители этих множителей равны $3^2, 4^2, 5^2, 6^2$, а знаменатели меньше соответствующих числителей на 4» ¹⁾ [4].

Бальмер, однако, не добавил, что элементы поют: в этом отразился прогресс науки со времен Пифагора.

Формулу Бальмера можно представить в виде

$$\lambda = b \frac{n^2}{n^2 - 4}, \quad (34.1)$$

где b — численная постоянная, о которой говорит Бальмер, равная 3645,6, если длина волны спектральной линии λ измеряется в ангстремах [1 ангстрем (пишется Å) = 10^{-8} см], а n — целое число, принимающее значения 3, 4, 5, 6, ..., каждому из которых соответствует определенная длина волны λ , наблюдаемая в спектре водорода.

Что это? Игра чисел? Астрология? Или черная магия? Возможно, что и то, и другое, и третье вместе. Тем не менее, и это было главным, каждому значению λ , полученному по формуле

$$\lambda = b \frac{n^2}{n^2 - 4},$$

точно соответствовала наблюдаемая спектральная линия. Эта формула позволила систематизировать известные до этого данные и явилась тем алгебраическим выражением, которое должно вытекать из будущей теории (такими выражениями были в свое время формулы Кеплера для последовавшей затем теории Ньютона).

Пример. Проверим, что красной линии в спектре водорода соответствует значение $n=3$:

$$\lambda = 3645,6 \cdot \frac{3^2}{3^2 - 4} \text{ Å} = 3645,6 \cdot \frac{9}{5} \text{ Å} = 6562,1 \text{ Å} = 6,5621 \cdot 10^{-8} \text{ см.}$$

Эта длина волны относится к красному участку спектра.

ИКС-ЛУЧИ

Немногие открытия оказали такое сильное и непосредственное психологическое воздействие, как открытие Рентгеном

«...активного агента, который проходит через черную картонную крышку, непрозрачную для видимого и ультрафиолетового излучения Солнца и электрического разряда...» [9].

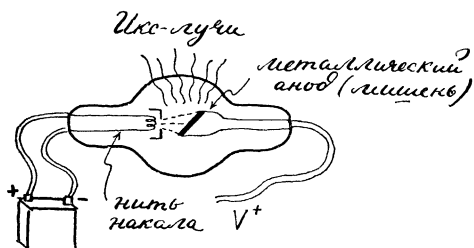
Далее Рентген пишет:

«Вскоре мы обнаруживаем, что все тела прозрачны для этого агента, хотя и в весьма различной степени... Бумага очень проз-

¹⁾ То есть $9/5 = 9/(9-4)$, $16/12 = 16/(16-4)$, $25/21 = 25/(25-4)$ и $36/32 = 36/(36-4)$.

рачна; за переплетенной книгой примерно в тысячу страниц я наблюдал яркое свечение флуоресцентного экрана, причем типографская краска вносила лишь едва заметные изменения. Свечение наблюдалось и за двойной колодой игральных карт; одна же карта, помещенная между аппаратом и экраном, была практически незаметна для глаза. Листок станиоли тоже едва заметен; потребовалось сложить вместе несколько таких листов, чтобы получить на экране их отчетливую тень» [10].

Рентген назвал этот проникающий агент, появляющийся при электрическом разряде достаточно мощной индукционной катушки в вакуумной трубке, *Х-лучами* (фиг. 61) и исследовал его свойства в классической серии опытов¹⁾.



Фиг. 61. Рентгеновская трубка. Ток нагревает нить накала до температуры, при которой излучается много электронов. Когда напряжение велико, электроны, притягиваясь к мишени, на большой скорости врезаются в нее и возбуждают рентгеновские лучи (взято из [11]).

Через три недели *Х-лучи* были использованы для фотографирования переломов. Немногие открытия так быстро захватили воображение широкой публики. Новости, касающиеся этих лучей, преподносились газетами в той сенсационной манере, с которой мы теперь хорошо знакомы, и быстро распространялись по всему свету. Свойство нового агента проникать сквозь непрозрачные экраны вскоре сделало *Х-лучи* модным словечком, заменившим собой слово «магнетизм», которое было таким же модным столетие назад. Старые девы трепетали, боясь, как бы какой-нибудь проходимец, снабженный новейшей аппаратурой, не нарушил их благопристойность. Предприимчивые дельцы, движущая сила растущей экономики США, предлагали своим покупателям одежду, непроницаемую для *Х-лучей*. У Марселя Пруста есть такие строчки:

«Смеясь, Франсуаза ответила: «Мадам знает обо всем. Она не хуже *Х-лучей*». (Франсуаза произнесла *Х* с показным затруднением и улыбкой, как бы осуждая себя, неграмотную женщину, за то, что посмела употребить такое ученое слово.)»

¹⁾ Ф. Смит из Оксфорда поступил иначе. Когда он обнаружил, что его фотографические пластинки оказываются засвеченными, если они лежат вблизи трубки Крукса, он велел своему помощнику хранить их в другом кабинете.

РАДИОАКТИВНОСТЬ

В 1896 г. Анри Беккерель описал свое открытие радиоактивного урана, с трудом привлечшее к себе внимание после открытия икслучей. Он писал:

«Несколько месяцев тому назад я показал, что соли урана испускают лучи, о существовании которых не было до этого известно, и что эти лучи обладают замечательными свойствами, часть которых сходна со свойствами, изученными Рентгеном» [12].

Открытие нового агента в уране послужило толчком для знаменитой серии работ супругов Кюри. Они пришли к следующему выводу:

«Различные причины, о которых мы говорили, вынудили нас признать, что в новом радиоактивном веществе содержится новый элемент, который мы предлагаем назвать *радием*» [13].

Анализ проникающей способности радиоактивного излучения радия показал, что оно состоит из трех компонент, названных по классической традиции альфа-, бета- и гамма-лучами¹⁾.

Как мы увидим позже, альфа-лучи, являющиеся наименее проникающими, заряжены положительно, сравнительно тяжелы и родственны атомам гелия. Бета-лучи (легкие и отрицательно заряженные) оказались, как выяснилось позднее, электронами. А гамма-лучи (не имевшие ни заметной массы, ни заряда), свойства которых напоминали свойства икс-лучей Рентгена, были позднее отнесены к одному из видов электромагнитного излучения. Количество энергии, уносимое всеми этими лучами из солей радия, значительно превосходило то, которое обычно выделялось в химических процессах. Об этом факте писал в 1905 г. Эйнштейн в своей статье, посвященной связи между материей и энергией:

«Не исключена возможность того, что теорию удастся проверить для веществ, энергия которых меняется в большой степени (например, для солей радия)» [14].

Существовали и другие непонятные явления. Кинетическая теория и статистическая механика, добившиеся огромных успехов в объяснении многих усредненных равновесных свойств материи, выявили несколько трудностей принципиального характера. Об одной из них²⁾ говорил на лекции в конце своей жизни Максвелл: «Я изложил вам сейчас то, что, я считаю, является величайшей трудностью, с которой

¹⁾ Резерфорд (в 1899 г.) разделил альфа- и бета-лучи, используя различия в их проникающих способностях. Гамма-лучи были открыты в 1900 г. Виллардом. Резерфорд, используя магнитные поля, показал, что лучи состоят из положительной, отрицательной и нейтральной компонент. Обозначения «альфа» и «бета» были введены в его статье.

²⁾ Объяснение удельных теплоемкостей многоатомных газов.

когда-либо встречалась молекулярная теория». Как обычно, Максвелл оказался прав¹⁾. Эту трудность так и не удалось преодолеть в рамках классической кинетической теории. И это была не единственная проблема, которая не «поддавалась» классической теории. Вообще, все внутренние свойства материи — ее магнитные и оптические свойства, характер ее электропроводности, природа и внутреннее строение вещества — оказались необъяснимыми с помощью классической физики. Можно сказать, что те новые нити, которые начали неожиданно появляться в гобелене, — вопросы, волновавшие Максвелла, радиоактивность, икс-лучи, дискретный спектр — сначала лишь едва заметные, все же не исчезли со временем. Оглядываясь теперь назад, мы видим, что те красочные узоры, которые вытканы наукой двадцатого века, начинались с этих отдельных нитей. И в конечном итоге мир, созданный Ньютоном и Декартом, мир Демокрита, Лукреция, Эпикура и Гассенди перестал существовать в результате попыток выследить древний как мир, но неуловимый атом.

35

ОТКРЫТИЕ ЭЛЕКТРОНА

ОПЫТ ТОМСОНА

Гипотеза о существовании атомов, тех неделимых частиц, различные конфигурации которых в пустоте образуют окружающий нас объективный мир, так же стара, как и наша цивилизация:

«На тела основные природа все разлагает» [1].

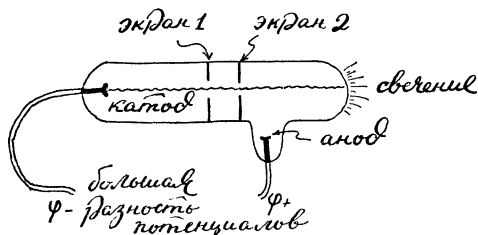
Твердые, обладающие массой и неделимые атомы Ньютона; атомы в кинетической теории, средняя кинетическая энергия которых отождествляется с температурой тела; атомы в химии, стройные комбинации которых обнаруживаются в химических реакциях; водородный атом, из различных сочетаний которого Проут составлял все элементы. Понятие атома существует уже по крайней мере 25 столетий, хотя часто оно отодвигалось на второй план или было в загоне.

Но что такое атом? И какой смысл следует вкладывать в этот вопрос? К концу девятнадцатого века, когда завершилось создание классической теории и появились новые технические средства, все настоя-

¹⁾ Для правильного расчета удельных теплоемкостей многоатомных газов и твердых тел потребовались квантовые представления, о которых речь пойдет ниже. — *Прим. ред.*

чивее стал звучать старый вопрос: какова природа атома? Эта тема и ее вариации стали лейтмотивом физики двадцатого столетия.

На исходе девятнадцатого века было проведено много опытов по изучению электрического разряда в разреженных газах. Разряд возбуждался (с помощью индукционной катушки или электростатической машины, создающих большие разности потенциалов) между отрицательным электродом, названным *катодом*, и положительным электродом, названным *анодом*, причем оба электрода запаивались внутрь стеклянной трубки, из которой был откачан воздух. Когда воздух в трубке становился достаточно разреженным, темная область вокруг катода, известная под названием *темного кружкового пятна*, постепенно



Фиг. 62.

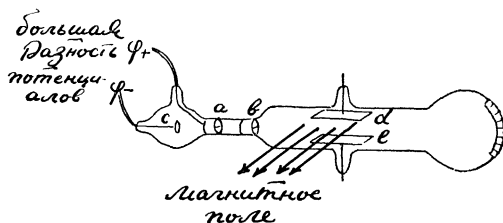
расширялась, пока не достигала противоположного конца трубки, который начинал после этого светиться, причем цвет свечения зависел от сорта стекла, из которого была сделана трубка. Если в трубку ввести различные экраны, например, как на фиг. 62, то светиться будет небольшое пятно, расположенное на конце трубки, как будто что-то проходит через отверстия в экране и, достигая стекла, вынуждает его светиться. Это что-то окрестили *катодными лучами*.

В конце девятнадцатого века происходили оживленные дискуссии о природе этих лучей. Некоторые считали, что лучи, подобно свету, обязаны своим происхождением процессам в эфире; другие же полагали, что они состоят из электрически заряженных частиц. В 1895 г. Жану Перрену удалось собрать эти лучи в изолированном сосуде и доказать, что они несут отрицательный заряд. Вскоре после этого Дж. Дж. Томсон осуществил свой классический эксперимент, в котором он впервые отождествил катодные лучи с частицами, названными позднее электронами. Он писал:

«Эксперименты, описанные в этой статье, были проведены с целью получения некоторой информации о природе катодных лучей. По поводу этих лучей существуют совершенно противоположные точки зрения; согласно почти единодушному мнению германских физиков, они вызываются какими-то процессами в эфире, которым — ввиду того, что их путь в однородном магнитном поле является не прямолинейным, а круговым — ни в одном из ранее наблюдавшихся явлений нет аналога; согласно

другому мнению, эти лучи далеко не эфирного происхождения, а материального и являются просто потоком частиц материи, заряженных отрицательным электричеством» [2].

Далее Томсон переходит к описанию опыта, с помощью которого ему удалось измерить величину отношения заряда этих частиц к их массе, если считать, что катодные лучи суть заряженные частицы.



Ф и г. 63. Схема установки Томсона (взято из [2]).

Создавая электрическое поле между пластинами, обозначенными на фиг. 63 буквами *d* и *e*, или магнитное поле, направленное перпендикулярно направлению распространения лучей, Томсон наблюдал смещение светящегося пятна на конце трубки; чем сильнее были электрическое или магнитное поля, тем больше смещалось пятно. Убедившись, что это явление не зависит от того, какой газ находится в трубке, Томсон писал:

«Поскольку катодные лучи несут отрицательный заряд, отклоняются под действием электростатической силы, как если бы они были отрицательно заряженными, и реагируют на магнитную силу точно так же, как реагировали бы на нее отрицательно заряженные тела, двигавшиеся вдоль линии распространения лучей, я не могу не прийти к заключению, что катодные лучи суть заряды отрицательного электричества, переносимые частицами материи. Тогда встает вопрос: что это за частицы? Являются ли они атомами, молекулами или материей в более тонком состоянии разделения? С целью пролить некоторый свет на этот вопрос я провел целый ряд измерений отношения массы этих частиц к величине заряда, переносимого ими» [3].

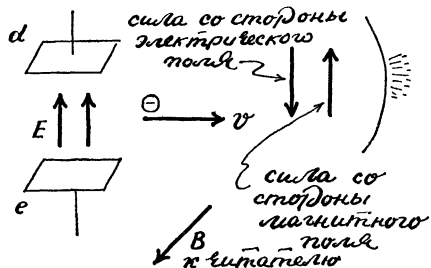
Далее приводится следующий расчет. Сила, действующая на заряженную частицу (обозначим ее заряд через q) со стороны электрического поля E , включенного между пластинами *d* и *e*:

$$F = qE \text{ (величина)}. \quad (35.1)$$

В то же самое время сила, действующая на заряженную частицу со стороны магнитного поля B , перпендикулярного направлению ее движения:

$$F = \frac{q}{c} vB \text{ (величина)}. \quad (35.2)$$

Если, например, частица заряжена отрицательно, а электрическое поле направлено от e к d , то электрическая сила будет отклонять частицу вниз. Магнитная же сила, действующая на частицу, которая движется в магнитном поле, направленном так, как показано на фиг. 64, будет отклонять частицу вверх: Поэтому, подбирая напряженности электрического и магнитного полей так, чтобы светящееся пятно оставалось несмещенным, Томсон тем самым выравнивал силы, действующие на частицы со стороны электрического и магнитного полей:



Фиг. 64.

$$qE = \frac{q}{c} vB, \quad (35.3)$$

или

$$v = \frac{cE}{B}. \quad (35.4)$$

Отсюда он узнавал скорость гипотетических частиц. Затем, выключая электрическое поле и варьируя напряженность магнитного поля, он мог изменять величину отклонения частиц в конце трубки. Зная время, в течение которого частицы находились в магнитном поле (так как он знал их скорость), Томсон тем самым мог рассчитать действие на них этого поля. Отсюда по измеренной величине отклонения ему удалось определить отношение заряда частиц к их массе.

В конце концов он получил следующую величину отношения массы к заряду для своих гипотетических частиц ¹⁾:

$$\frac{m}{e} \approx 1,3 \cdot 10^{-7} \text{ г/Кл.} \quad (35.5)$$

В заключение Томсон писал:

«Из этих измерений видно, что величина m/e не зависит от природы газа, а ее значение 10^{-7} очень мало по сравнению с величиной 10^{-4} , являющейся наименьшим из ранее известных значений для этого отношения и относящейся к ионам водорода, которые участвуют в электролизе.

Таким образом, величина отношения m/e для носителей электричества в катодных лучах значительно меньше, чем соответствующая величина в электролизе. Малость m/e объясняется либо малостью m , либо большим значением e , либо и тем и другим одновременно» [4].

Этот носитель электричества, активная составная частица катодных лучей, был назван со временем *электроном*, который явился первой элементарной частицей двадцатого столетия.

¹⁾ Современное значение для этой величины в гауссовой системе единиц равно примерно $1,9 \cdot 10^{-18}$ г/эл.-ст. ед.

Позднее Томсон писал:

«Моя первая попытка отклонить пучок катодных лучей состояла в пропускании их между двумя параллельными металлическими пластинами, укрепленными внутри разрядной трубки, и возбуждении электрического поля между этими пластинами. Таким способом получить регулярное отклонение мне не удалось... Отсутствие отклонения объяснялось наличием в трубке газа (давление оставалось слишком высоким), поэтому было необходимо получить более высокий вакуум. Но это было легче сказать, чем осуществить. Техника получения высокого вакуума в те дни находилась в зачаточном состоянии» [5].

Уже не в первый раз осуществление решающего эксперимента наталкивалось не на трудности его идейного замысла, а на отсутствие необходимых технических средств.

После измерений Томсона чрезвычайно важно было определить либо величину заряда, либо массу этих частиц по отдельности. Заряд газообразных ионов, измеренный ранее в лаборатории Томсона, равнялся примерно $6,5 \cdot 10^{-10}$ эл.-ст. ед. Полагая, что заряд этих ионов такой же, как и заряд, переносимый катодной частицей, нетрудно показать, что масса этих частиц чрезвычайно мала:

$$m \approx 10^{-27} \text{ г.} \quad (35.6)$$

В те годы Томсон называл катодные частицы «корпускулами», или изначальными атомами; слово «электрон» использовалось им для обозначения количества заряда, переносимого «корпускулой». Однако со временем электроном стали называть саму частицу. Значительно позднее (в 1909 г.) Милликен, измеряя величину заряда на капельках масла, установил, что элементарный заряд (предполагалось, что его величина такая же, как и заряд электрона) равен приблизительно $4,77 \cdot 10^{-10}$ эл.-ст. ед. Приведем современные значения заряда и массы электрона:

$$e = 4,803 \cdot 10^{-10} \text{ эл.-ст. ед.}, \quad (35.7)$$

$$m = 0,9107 \cdot 10^{-27} \text{ г.} \quad (35.8)$$

ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ СТРОЕНИЕ МАТЕРИИ

Незадолго до работ Томсона по исследованию катодных лучей Петеру Зеemannу пришло в голову, что

«...период светового излучения натриевого пламени может измениться, если на пламя подействовать магнитной силой...» [6].

Он осуществил этот эксперимент и получил следующий результат:

«...оказалось, что такой эффект действительно существует. Я ввел в кислородно-водородное пламя, помещенное между полю-

сами... электромагнита, асбестовую нить, пропитанную обыкновенной солью. Свет пламени изучался с помощью... решетки. Каждый раз, когда я замыкал цепь, обе линии *D* расширялись¹⁾. Так как это расширение можно было бы приписать известным эффектам воздействия на пламя магнитного поля, которое изменяет концентрацию и температуру паров натрия, я был вынужден прибегнуть к такому методу экспериментирования, который может вызвать наименьшие возражения... Таким образом, весьма правдоподобно, что период излучения натрия в магнитном поле изменяется» [7].

«Мне кажется, что верное объяснение этого явления,— пишет он далее,— ...заключается в теории электрических явлений, предложенной профессором Лоренцом.

Согласно этой теории, во всех телах имеются крохотные молекулярные элементы, заряженные электричеством, все электрические процессы обусловлены равновесием или движением этих «ионов»²⁾, а излучение света происходит из-за колебаний ионов. Мне кажется, что силы, непосредственно действующие на ионы в магнитном поле, являются причиной наблюдаемого явления. Профессор Лоренц, которому я сообщил о своей идее, был столь любезен, что показал мне, как можно рассчитать движение ионов, а затем добавил, что, если приложение теории окажется верным, из нее будут вытекать эти дальнейшие следствия...» [8].

Расчет Лоренца, основанный на предположении, что расширение спектральных линий происходит из-за искажения орбит заряженных корпускул под действием магнитного поля, дал для отношения заряда к массе частиц точно такую же величину, какую измерил несколько позднее Томсон. Этот расчет указал и на некоторые эффекты, касающиеся расщепления спектральных линий; эти эффекты были вскоре обнаружены Зеemanом в следующей серии экспериментов.

Эти результаты совместно с очевидной возможностью получить из вещества электричество посредством трения да еще тот факт, что при соответствующих условиях вещество испускает катодные лучи, привели к концу девятнадцатого века к почти всеобщему признанию электрического строения материи. Если материя каким-то образом сделана из электрического материала, то спрашивается: как «устроен» этот электрический материал внутри вещества? Чтобы ответить на этот вопрос, были предприняты многочисленные опыты по бомбардировке различных веществ иск-лучами, электронами, альфа-частицами и т. п. Одновременно настойчиво пытались создать, используя известные тогда «материалы», теоретическую модель атома, удовлетворяю-

¹⁾ При достаточно хорошем разрешении прибора видно, что линии расщепляются; Зеemanу удалось наблюдать только их уширение.

²⁾ Он говорит об электронах.

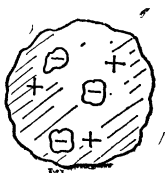
щую наблюдаемым свойствам. Даже в 1897 г. Вильям Томсон (лорд Кельвин) с полной серьезностью обсуждал возможную модель «электричества», представляющего собой непрерывную и однородную жидкость». Работа Дж. Дж. Томсона отвергла такую возможность, а обнаруженные в ней электроны сразу же стали теми строительными кирпичами, с помощью которых стали пытаться строить модель атома.

На основании результатов многочисленных опытов, включающих эксперименты по пропусканию электронов через вещество, Томсон пришел к выводу, что число электронов в атоме, грубо говоря, имеет порядок величины химического атомного веса. (Позднее Барклда показал, что число электронов в атоме, по крайней мере для легких атомов, не считая атома водорода, приблизительно равно половине атомного веса.) Далее, нормальный атом должен быть электрически нейтральным. Действительно, если считать, что вещество состоит из атомов и является при этом нейтральным (мы уже рассматривали силы, возникающие в веществе, когда нарушается его нейтральность), то и отдельные атомы, составляющие вещество, должны быть тоже нейтральными. В таком случае количество положительного электричества в атоме должно равняться количеству отрицательного электричества.

Томсон получил, что масса электрона, вероятно, порядка одной двухтысячной массы атома водорода. Предполагая, что водород, простейший атом, состоит из одного электрона и одного положительного заряда (обеспечивающего электрическую нейтральность атома), Томсон заключил, что масса этого положительного заряда должна быть в 2000 раз больше массы электрона. Таким образом, если считать, что массы непосредственно связаны с зарядами, то приходилось согласиться, что практически вся масса атома водорода (а возможно, и других атомов) связана с его положительным зарядом.

АТОМ ТОМСОНА

В 1902 г. Кельвин предложил модель атома, в которой положительный заряд считался распределенным в некоторой небольшой области пространства, возможно сферической формы, тогда как электроны вкраплены в этот заряд подобно изюму в пироге (фиг. 65). Так как колеблющиеся электроны должны, согласно теории Максвелла, излучать свет, эти электроны и положительный заряд в невозмущенном состоянии атома покоятся. (Было не ясно, как такое распределение



Фиг. 65.

зарядов может находиться в устойчивом положении, ибо уже было известно, что система заряженных частиц не может покоиться под действием только электрических сил; однако можно было предполагать, что внутри атома действуют и какие-то другие силы.)

Дж. Дж. Томсон развил эту идею и, в частности, исследовал такие конфигурации корпускул (электронов), которые могли быть устойчивыми (при заданном распределении положительного заряда ¹⁾). Он выдвинул предположение, что устойчивые конфигурации электрических зарядов соответствуют химически неактивным элементам (таким, как благородные газы), в то время как менее устойчивые конфигурации — более активным элементам. Таким образом он намеревался объяснить периодическую таблицу элементов.

Когда атом Томсона возбуждался (например, в пламени свечи), колебаться начинали только легкие электроны, более же тяжелый положительный заряд оставался в покое. Именно эти колебания вызывали, вероятно, наблюдаемый спектр, причем различным конфигурациям электронов соответствовали различные комбинации спектральных линий, образующие своего рода роспись атома. Из измеренных значений длин волн испускаемого атомами света Томсону удалось оценить размеры области, занятой положительным зарядом. Чтобы видимый свет с такими длинами волн мог испускаться атомами, радиус сферической области, занятой положительным зарядом, должен был быть порядка 10^{-8} см, что прекрасно согласовывалось с оценками размеров атома, полученными ранее из кинетической теории. Хотя Томсону и не удалось объяснить детальную структуру наблюдаемых спектров и хотя его модель наталкивалась на серьезные трудности, из его результатов было ясно, что данное направление исследований является перспективным.

То, чем занимались Томсон и его коллеги, все еще не выходило за рамки классической теории. В то время считалось, что уравнения Максвелла описывают явления электромагнетизма, а уравнения Ньютона, подправленные, если нужно, с учетом теории относительности (везде в дальнейшем под уравнениями Ньютона мы будем подразумевать релятивистские уравнения), описывают движение материи. Предполагалось, что между внутриатомными частицами действуют в основном электрические силы, так как соответствующие гравитационные силы слишком малы в сравнении с электрическими. Таким образом, все представления были целиком классическими, а попытки создать модель атома сильно напоминали более ранние попытки построения моделей газа или твердого тела. Известные или недавно открытые «материалы» пытались скомбинировать с помощью известных правил таким образом, чтобы получающаяся конструкция обладала требуемыми свойствами.

«Hypotheses non fingo (гипотез не измышляю), — говорил Ньютон. — О природе гравитации я не делаю никаких предположений». О природе же атома, как мы видим из нашего повествования, было сделано множество предположений. Величина отношения заряда к массе частиц, связанных с катодными лучами, казалась установленной на-

¹⁾ Предполагалось, что положительный заряд удерживается в системе силами неэлектрического происхождения.

дежно. Однако равенство этого заряда заряду ионов было предположением; предположением было также и то, что основная масса атома сосредоточена в его положительном заряде и что распределенный положительный заряд и вкрапленные в него подобно изюму в пудинге электроны могут находиться в равновесии и т. д. Позднее оказалось, что некоторые из этих предположений были верны, другие же нет. Но в таком деле, как создание модели атома, стоило рисковать. Оглядываясь теперь назад, мы видим, что было бы, конечно, разумнее не делать никаких предположений относительно природы жидкости, через которую распространяются электрические и магнитные поля. Что же касается атома (если допустить, что он существует), делать предположения было абсолютно необходимо, так как из этих предположений вытекали определенные следствия. Если эти следствия не согласовывались с опытом, соответствующие предположения отбрасывались. Когда же оказалось, что наиболее разумные предположения противоречат идеям классической физики, пришлось признать, что классическая физика к данному объекту неприменима.

36

АТОМ РЕЗЕРФОРДА

Если собрать воедино те отрывочные сведения, которые удалось получить из всевозможных экспериментов и теоретических предположений, мы увидим, что к 1910 г. сложилось примерно следующее представление о строении атома: электрически нейтральные атомы состоят из электронов (с очень маленькой массой) и положительного заряда, в котором сосредоточена основная масса атомов. В невозмущенном состоянии электроны считались неподвижными, так что они не излучают энергию; в возмущенном же состоянии они колеблются и испускают световые волны. Одно из возможных распределений зарядов внутри атома интенсивно исследовал Томсон, однако никаких прямых сведений о фактическом распределении зарядов к тому времени еще не было получено.

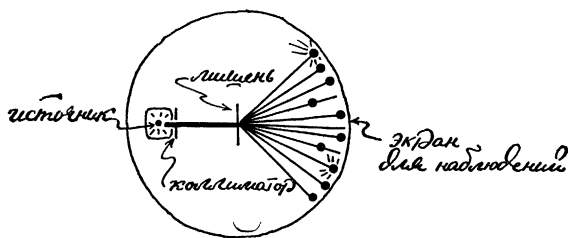
Эти сведения можно было бы добыть с помощью метода, энергично разрабатывавшегося в течение первого десятилетия двадцатого века. Он состоял в том, что тонкие пластинки вещества бомбардировались различными частицами и изучались отклонения этих частиц с целью получить какие-либо сведения о природе объектов, вызывающих такие отклонения.

«Поскольку α - и β -частицы проходят через атом, тщательное изучение природы их отклонений может дать некоторое представление о структуре атома, ответственной за наблюдаемые эффекты.

Фактически рассеяние быстро летящих заряженных частиц атомами вещества является одним из наиболее обещающих методов решения этой проблемы» [1].

Если, например, имеется тонкая золотая пластинка, то можно бомбардировать ее заряженными частицами, а затем наблюдать их отклонения. Это явление (называемое *рассеянием*), при котором изучают рассеяние отлетающих от мишени частиц, чтобы получить сведения о природе либо падающих частиц, либо мишени, легло в основу одного из главных методов исследования атомов, атомных ядер и элементарных частиц.

На фиг. 66 представлена принципиальная схема всех экспериментов, основанных на рассеянии частиц (нас сейчас не интересуют многообразные технические варианты таких опытов). Кажется, что осуществить такой эксперимент весьма просто. Бомбардирующие частицы



Фиг. 66.

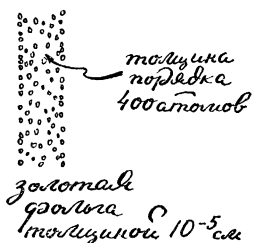
вылетают из источника. Далее коллиматор задерживает уходящие в сторону частицы, так что в результате через него выходит узкий пучок бомбардирующих частиц, движущихся, возможно, с какой-то известной скоростью. На пути этих частиц помещают мишени и наблюдают на некоем экране, какое количество их рассеивается на разные углы.

Как это часто бывает, проще о чем-нибудь рассказать, чем осуществить на деле. Очень трудно получить пучок быстро летящих частиц (в качестве первых источников использовались радиоактивные вещества), а создание экрана для наблюдений, чувствительного к попадающим на него частицам, представляет собой и вовсе нетривиальную задачу.

«Развитие метода сцинтилляций для подсчета отдельных частиц дает огромные преимущества этим исследованиям, и работы Гейгера с использованием этого метода уже внесли большой вклад в наши знания о рассеянии α -частиц материей» [2].

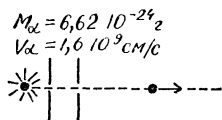
Теоретические и экспериментальные исследования по рассеянию излучения или различных частиц — икс-лучей, электронов (или β -лучей) и α -частиц — проводились еще до 1910 г. Тяжелые α -частицы лучше всего подходили для изучения строения атомов. Чтобы по возможности точнее исследовать единичные столкновения между бомбардирующими

частицами и атомами мишени, было желательно, чтобы сама мишень была как можно тоньше; в противном случае многократные столкновения маскировали бы эффект единичного соударения. К счастью, золотая фольга обладает тем замечательным свойством, что путем расплющивания ее можно сделать исключительно тонкой, толщиной всего лишь в 400 атомов золота (это число нетрудно оценить, зная атомный вес золота и плотность золотой фольги, фиг. 67).

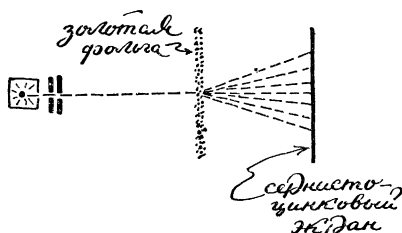


Фиг. 67.

(фиг. 68). Можно было предположить (и такое предположение делалось), что α -частицы представляют собой атомы гелия, из которых в процессе излучения были каким-то образом вырваны электроны. Это предположение подтвердилось, когда Резерфорд и Ройдсу удалось обнаружить гелий в сосуде, в который они направляли α -частицы.



Фиг. 68. Коллимированный пучок α -частиц, выходящий из радиоактивного полониевого источника.



Фиг. 69.

Гейгер пропускал эти α -частицы через золотую фольгу толщиной 4×10^{-5} см и наблюдал их отклонения на сернисто-цинковом экране. Сернистый цинк сцинтиллировал (появлялась светящаяся точка), когда α -частица врезалась в экран. Наблюдая различные участки экрана в микроскоп, Гейгер мог сосчитать число сцинтилляций в минуту. А это давало относительное количество частиц, рассеянных под заданным углом (фиг. 69).

В ранних экспериментах, в которых в качестве мишени использовалась золотая фольга, а в качестве бомбардирующих частиц — α -частицы, было прежде всего обнаружено, что практически все частицы,

несмотря на то, что на толщине пластинки золота укладывалось 400 атомов, проходили через мишень, не отклоняясь, как если бы атомы мишени были совершенно прозрачны для бомбардирующих частиц.

Резерфорд писал:

«Я наблюдал рассеяние α -частиц, а д-р Гейгер исследовал в моей лаборатории это явление подробно. Он обнаружил, что в тонких металлических пластинках это рассеяние обычно мало, порядка одного градуса. Однажды Гейгер пришел ко мне и сказал: «Не думаете ли Вы, что молодому Марсдену, которого я обучаю радиоактивным методам, пора приступить к небольшому исследованию?» Я тоже считал, что пора, поэтому сказал: «Почему бы не поручить ему выяснить вопрос о том, могут ли α -частицы рассеиваться на большие углы?» По секрету могу вам сказать, что сам я не верил, что такой эффект возможен, так как мы знали, что α -частица представляет собой очень быструю, тяжелую частицу с огромным запасом кинетической энергии, так что вероятность рассеяния назад для нее была чрезвычайно мала, если считать, что суммарное рассеяние α -частицы складывается из нескольких рассеяний на малые углы. Далее я помню, что через несколько дней ко мне пришел крайне возбужденный Гейгер и заявил: «Нам удалось наблюдать несколько α -частиц, рассеянных назад...» Это было самым невероятным событием в моей жизни. Оно было столь же невероятным, как если бы 15-дюймовый снаряд, выпущенный в кусок папиросной бумаги, отскочил от нее и ударил бы в стреляющего» [3].

Из-за большой массы α -частицы (около 8000 масс электрона) можно было предполагать, что столкновение α -частицы с электроном не окажет существенного влияния на ее траекторию, так как движение α -частицы сквозь облако легких электронов сходно с пролетом 15-дюймового снаряда через рой комаров. Однако было известно, что масса всего атома золота примерно в 50 раз больше массы α -частицы и что эта масса сосредоточена в положительном заряде атома золота. Если бы силы, действующие между положительным зарядом и α -частицей, оказались достаточно большими, α -частица могла бы в результате столкновения сильно отклониться, как отклонился бы снаряд, попавший в пушечное ядро (фото 6). Таким образом, оказалось, что внутри тонкого листка бумаги находятся как бы пушечные ядра.

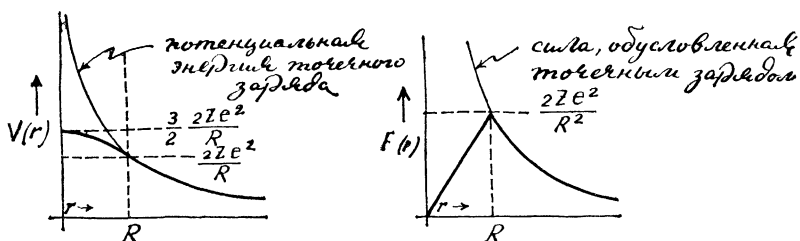
«Поразмыслив, я понял, что это рассеяние назад должно быть результатом единичного столкновения, и, когда я провел расчеты, я увидел, что невозможно получить эффект такого порядка, если не считать, что основная часть массы атома сконцентрирована в небольшом ядре. Именно тогда у меня возникла идея атома с крохотным тяжелым центром, несущим заряд» [5].

В томсоновской модели с распределенным положительным зарядом этот заряд не был достаточно сконцентрирован, чтобы возникли силы,

достаточные для отклонения α -частицы на углы, превышающие доли градуса. Если считать, что 79 положительных зарядов атома золота, или Z зарядов произвольного атома, равномерно распределены в сфере радиусом 10^{-8} см, то на α -частицу вне сферы будет действовать сила

$$F = \frac{2Ze^2}{r^2} \text{ (величина).} \quad (36.1)$$

Внутри положительно заряженной сферы сила и потенциал имеют иной вид. С помощью несложного расчета можно получить точные зависимости силы и потенциала от расстояния до центра сферы внутри нее. Полученные результаты представлены на фиг. 70.



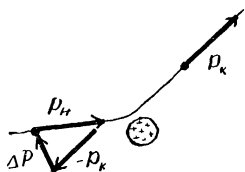
Фиг. 70. Изменение силы можно качественно объяснить следующим образом. Находясь вне сферы, α -частица воспринимает распределенный заряд как точечный и испытывает кулоновское отталкивание как бы от точечного заряда. В центре сферы сила должна обратиться в нуль, так как α -частица отталкивается всеми участками сферы одинаковым образом. Существенно, что в отличие от случая, когда все заряды сосредоточены в точке (в этом случае потенциальная энергия и сила беспрестанно возрастают при приближении к центру), при распределении заряда внутри сферы радиусом R потенциальная энергия внутри сферы не намного отличается от потенциальной энергии на краю сферы; при этом отталкивающая сила, действующая между α -частицей и ядром, достигает максимального значения на границе однородно заряженной сферы, т. е.

$$F_{\text{макс}} = \frac{2Ze^2}{R^2} \text{ (величина).} \quad (36.1)$$

Суть доказательства Резерфорда основана на том, что при равномерном распределении заряда и потенциал, и сила имеют максимумы; можно рассуждать, как сильно может отклониться α -частица при единичном столкновении с атомом золота, и показать, что максимальное отклонение существенно зависит от размеров области, занятой положительным зарядом. Оказалось, что рассеяние на углы больше 90° , которое наблюдали Гейгер и Марсден, невозможно, если положительный заряд распределен внутри сферы радиусом 10^{-8} см.

Важную роль здесь играет изменение количества движения α -частицы, или разность между ее конечным и начальным импульсами. Чтобы частица могла сильно отклониться, изменение ее количества движения должно быть большим.

При столкновении легкой частицы с тяжелой (как, например, при столкновении частицы с твердой стенкой) легкая частица отскакивает,



Ф и г. 71.

а ее скорость практически не меняется, т. е. величина импульса частицы остается прежней. Изменение количества движения (фиг. 71) равно

$$\Delta p = p_k - p_n. \quad (36.2)$$

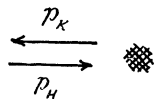
Оно максимально, когда α -частица ударяет в ядро и отскакивает обратно к источнику (фиг. 72):

$$\Delta p_{\text{макс}} = p_k - p_n = 2p_n \text{ (величина)}. \quad (36.3)$$

Изменение импульса минимально, когда α -частица проходит сквозь ядро, не отклоняясь (фиг. 73):

$$\Delta p_{\text{мин}} = p_k - p_n = 0 \text{ (величина)}. \quad (36.4)$$

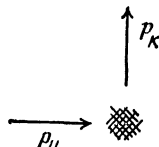
При других отклонениях величина изменения количества движения



Ф и г. 72.



Ф и г. 73.



Ф и г. 74.

$p_k - p_n$ заключена между $2p_n$ и нулем. Например, при отклонении на 90° величина изменения импульса (фиг. 74)

$$(\Delta p)_{90^\circ} = \sqrt{2} p_n \text{ (величина)}. \quad (36.5)$$

Чем сильнее отклонение, тем больше соответствующая величина изменения импульса.

Изменение импульса можно определить с помощью второго закона Ньютона ¹⁾:

$$F \Delta t = \Delta p.$$

Величина силы зависит от расстояния α -частицы до центра распределенного положительного заряда. Чтобы приближенно оценить изме-

¹⁾ Нерелятивистский расчет дает здесь удовлетворительную точность

нение импульса (в данном случае мы должны получить завышенное значение, так как мы намерены показать, что при распределении положительного заряда, предложенном Томсоном, невозможно рассеяние на большие углы, которые наблюдали Гейгер и Марсден), положим, что сила равна своему максимальному значению

$$F_{\text{макс}} = \frac{2Ze^2}{R^2} \text{ (величина)}. \quad (36.1)$$

В качестве промежутка времени Δt возьмем время, необходимое α -частице для пролета через центр распределения заряда:

$$\text{время пролета} = \frac{\text{диаметр распределенного заряда}}{\text{скорость } \alpha\text{-частицы}} = \frac{2R}{v}. \quad (36.6)$$

На α -частицу действует максимальная сила, когда она находится на границе распределенного заряда. (При грубых оценках такого рода можно ошибиться, как можно ошибиться при определении размеров тела на глаз, но если проводить эти оценки достаточно аккуратно, они, как правило, способны дать качественное представление о рассматриваемых явлениях.)

Изменение величины импульса Δp будет тогда порядка

$$\Delta p \approx F_{\text{макс}} \Delta t \approx \frac{2Ze^2}{R^2} \frac{2R}{v}. \quad (36.7)$$

Удобно сравнить величину изменения импульса α -частицы с величиной ее начального импульса, рассмотрев отношение

$$\frac{\Delta p}{p} \approx \frac{(2Ze^2/R^2)(2R/v)}{mv} = \frac{2Ze^2/R}{1/2mv^2}. \quad (36.8)$$

В начале двадцатого века положительные заряды различных атомов были известны весьма приблизительно. Считалось, что положительный заряд атома золота порядка 100 (современное его значение 79). Тогда при радиусе $R \approx 10^{-8}$ см отношение (36.8) равно

$$\frac{\Delta p}{p} \approx \frac{2 \cdot 100 \cdot (4,8 \cdot 10^{-10} \text{ эл.-ст. ед.})^2}{1/2 \cdot 10^{-8} \cdot 6,62 \cdot 10^{-24} \text{ г} \cdot (1,6 \cdot 10^9 \text{ см/с})^2} \approx 5,4 \cdot 10^{-4}, \quad (36.9)$$

что соответствует отклонению в $0,03^\circ$.

При единичном столкновении частица никогда не должна была отклоняться на большую величину; при многократных же столкновениях вероятности отклонений частицы в различные стороны одинаковы. Поэтому отклонение частицы на большой угол в результате многократных отклонений в одну и ту же сторону является маловероятным событием. (Было подсчитано, что отклонение частицы в атоме Томсона на угол, превышающий 90° , после прохождения сквозь золотую фольгу может произойти в одном случае из 10^{3500} .)

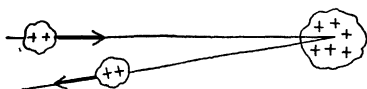
Чтобы увеличить изменение импульса, проще всего уменьшить размеры распределенного заряда; при уменьшении R максимальная сила возрастает. В конце концов она становится настолько большой, что при лобовом столкновении оказываются возможными отклонения на большие углы. При отклонении на 90° Δp оказывается порядка p . Поэтому отношение $\Delta p/p$ должно быть порядка единицы:

$$\frac{2Ze^2/R}{\frac{1}{2}mv^2} \approx \frac{\Delta p}{p} \approx 1. \quad (36.10)$$

Это условие выполняется, если радиус R равен приблизительно $6 \cdot 10^{-12}$ см. В результате Резерфорд пришел к такому выводу:

«Теория сэра Дж. Дж. Томсона... не может объяснить большие отклонения α -частиц при прохождении их через одиночный атом, если не предположить, что диаметр положительно заряженной сферы очень мал в сравнении с диаметром сферы влияния атома» [6].

Приведем другой способ получения той же оценки. Представим, что α -частица сталкивается в лоб с атомом золота и отлетает в обратную сторону (фиг. 75). В этом случае она на мгновение останавливается,



Ф и г. 75.

прежде чем начинает двигаться назад. В точке поворота ее кинетическая энергия полностью превращается в потенциальную энергию. Чтобы α -частица могла остановиться, величина потенциальной энергии должна быть достаточно большой, способной «уравновесить» начальную кинетическую энергию частицы (иными словами, потенциальный барьер должен быть достаточно высоким, чтобы α -частица не могла пройти через него). А это означает, что радиус распределенного заряда должен быть малым. Максимальное значение потенциальной энергии α -частицы, расположенной в центре однородно распределенного положительного заряда, равно

$$\frac{3}{2} \frac{2Ze^2}{R}. \quad (36.11)$$

Чтобы α -частица могла остановиться, вся кинетическая энергия, которой она обладала в момент вылета из атома источника, должна равняться этой максимальной потенциальной энергии:

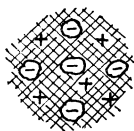
$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{3}{2} \frac{2Ze^2}{R}. \quad (36.12)$$

Отсюда легко получить радиус распределенного заряда:

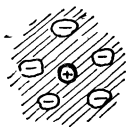
$$R = \frac{3}{2} \frac{2Ze^2}{\frac{1}{2} mv^2}. \quad (36.13)$$

Полученное выражение не сильно отличается от формулы (36.10).

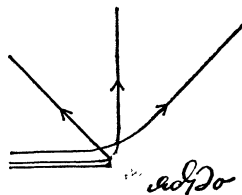
Вместо модели Дж. Дж. Томсона, в которой положительный заряд атома считался распределенным по его объему, а электроны — вкрапленными в него подобно изюму в пудинге (фиг. 76), Резерфорд предложил свою модель атома, состоящую из сконцентрированного положительного заряда, расположенного в центре (и названного позднее яд-



Фиг. 76.



Фиг. 77.



Фиг. 78.

ром), вокруг которого на относительно больших расстояниях находились электроны (фиг. 77).

«Изучим сначала теоретически единичные столкновения с атомом простейшей структуры, способной вызвать большие отклонения α -частицы, а затем сравним теоретические выводы с имеющимися экспериментальными данными» [7].

Резерфорд рассчитал орбиту α -частицы в кулоновском поле тяжелого заряда, который считался точечным. Это была чисто классическая задача о движении планет, давно решенная Ньютоном; в данном случае (так как энергия была положительной) траектория частицы оказалась гиперболической.

Затем Резерфорд провел следующие вычисления. Многочисленные ядра атомов золота бомбардируются большим числом α -частиц. Некоторые из α -частиц пролетают сравнительно близко от точечного положительного заряда ядра, другие же — сравнительно далеко. Траектория отдельной α -частицы зависит от того, насколько близко она приближается к ядру атома золота: чем дальше от него она летит, тем меньше она отклоняется. Несколько характерных траекторий представлено на фиг. 78.

Далее Резерфорд усреднил полученные углы отклонения по всем траекториям падающих частиц и сравнил свои результаты с данными Гейгера и Марсдена. Согласие оказалось достаточно хорошим.

«Угловое распределение α -частиц, рассеянных на тонкой металлической пластинке, дает нам простейший способ проверки правильности этой теории единичного рассеяния. Это распределение было недавно найдено д-ром Гейгером, который показал, что для отклонения α -частиц после прохождения сквозь тонкую золотую фольгу на углы, лежащие в пределах от 30 до 150°, оно находится в хорошем согласии с теорией» [8].

Затем Резерфорд обнаружил, что можно предсказать зависимость числа столкновений от толщины золотой фольги, от величины центрального заряда и от энергии налетающей α -частицы. С той точностью, которая была доступна в те дни экспериментаторам, эти предсказания согласовывались с опытом.

37

ИСТОКИ КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ

ДИЛЕММА, ПОСТАВЛЕННАЯ АТОМОМ РЕЗЕРФОРДА

Об атоме Резерфорда Нильс Бор писал:

«Я помню, как если бы это было вчера, с каким энтузиазмом новые перспективы всей физической и химической науки, открывшиеся в результате установления существования атомного ядра, обсуждались весной 1912 г. среди учеников Резерфорда. Прежде всего мы отдавали себе отчет в том, что локализация положительного электрического заряда атома в области практически бесконечно малых размеров делает возможным сильное упрощение *классификации свойств материи*. Действительно, она позволяла сделать далеко идущее различие между такими свойствами атомов, которые полностью определяются зарядом и массой его ядра, и свойствами, которые зависят непосредственно от его внутреннего строения» [1].

Он добавил:

«...резерфордовская модель атома поставила перед нами задачу, напоминающую старую мечту философов: свести интерпретацию законов природы к рассмотрению только чисел» [2].

Атом Резерфорда состоял из тяжелого положительного заряда, занимающего очень малый объем в центре атома, и электронов, которые вращаются вокруг положительного заряда в виде облака на большом расстоянии от ядра и определяют химические свойства атома; к тому

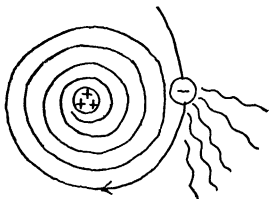
же они «защищают» атомное ядро при столкновениях атомов. Поскольку атомы нейтральны, разумно считать, что число электронов в атоме равно числу положительных зарядов. Отсюда вытекает естественная классификация атомов по числу положительных зарядов, а следовательно, и электронов в них (вес положительных зарядов внутри атома играет, видимо, менее важную роль). Так возникло понятие атомного номера Z , равного единице для водорода, двум для гелия, трем для лития и т. д.

Резерфорд чувствовал в 1911 г., что «... на данной стадии не имеет смысла рассматривать устойчивость предложенного атома» [3], однако в 1912—1913 гг. необходимость такого рассмотрения стала насущной. Согласно Резерфорду, положительный заряд атома считался сосредоточенным в сфере радиусом порядка 10^{-12} см. Электроны же полагались распределенными вокруг ядра в области, размеры которой составляли примерно 10^{-8} см. (Если увеличить размер ядра до размеров Солнца, то электроны окажутся удаленными от центра дальше, чем Земля от Солнца.) Если предполагать, что внутри атома действуют лишь электрические силы (гравитационные силы слишком слабы, а введение каких-то новых сил нежелательно, так как именно предположение о наличии только электрических сил привело к рассматриваемой модели атома), то возникнет вопрос: что же удерживает частицы атома вместе? Первый ответ на этот вопрос напрашивается сам собой; он настолько естествен, очевиден и прост, что это вызывает даже некоторые сомнения. Электрон не может стоять на месте без какой-то поддержки; он упадет на ядро, как упала бы на Солнце Земля, если бы она покоемлась. Но электрон ведь может вращаться вокруг ядра, и тогда мы получим своего рода солнечную систему заряженных частиц, если назвать ее так по аналогии с планетарной солнечной системой. Неужели природа так экономна? Неужели наш мир так устроен, что в качестве основы атомного строения материи лежит скучное повторение в атомных масштабах планетарной солнечной системы?

В данном случае действуют не гравитационные, а электрические силы, которые, хотя и значительно сильнее гравитационных, но имеют с ними сходную форму. Если мы поместим электрон на расстоянии 10^{-8} см от положительного заряда (протона), мы тем самым создадим небольшую «солнечную систему», в которой электрон вращается вокруг протона. Можно ли предложить такую систему для объяснения динамики атома Резерфорда? Если бы это оказалось возможным, то после предположения Резерфорда не возник бы тот кризис, который привел к полному краху классической физики и замене ее квантовой механикой. Дело в том, что модель Резерфорда обладает одним пороком. Этот порок непреодолим, неизбежен и губителен; он вытекает непосредственно из теории Максвелла.

Особой заслугой теории Максвелла было предсказание того факта, что движущаяся с ускорением заряженная частица, например вращающийся по кругу электрон, будет излучать электромагнитные волны. Максвелл использовал эти волны для объединения явлений электромаг-

нетизма и света. Герц воспроизвел их; Маркони послал их через Атлантический океан. Согласно теории Максвелла, электрон, вращающийся вокруг положительного заряда в планетарной системе заряженных частиц, должен излучать свет с частотой, равной частоте его обращения. Излучая свет, электрон теряет энергию. При этом он будет постепенно приближаться к положительному заряду, излучая все интенсивнее свет, пока, наконец, не упадет на ядро (фиг. 79). Это различие между настоящей планетарной системой и планетарной системой заряженных частиц столь же органически присуще теории Максвелла, как второй закон движения являет собой сущность механики Ньютона. Если бы электрон, движущийся по кругу, не излучал электромагнитных волн, то как можно было бы объяснить излучение электромагнитных волн антеннами, в которых такие же электроны мечутся взад-вперед?



Ф и г. 79. Электрон, вращающийся вокруг положительного заряда, должен излучать энергию и приближаться по спирали к центру по мере уменьшения его энергии.

Таким образом, создать планетарную систему заряженных частиц, согласующуюся с электродинамикой Максвелла, оказалось не так-то просто. Нелегко было согласиться и с тем, что электроны каким-то образом покоятся около притягивающего их тяжелого положительного заряда и не падают на него. Можно было бы ввести какие-то другие силы, которые уравнивали бы электроны вдали от положительного заряда. Однако никаких указаний на существование таких сил не было, поэтому казалось предпочтительнее (на основании принципа экономии мышления) не вводить их.

Требование теории Максвелла о том, что электрон, движущийся ускоренно около положительного заряда, должен излучать энергию, делало невозможной устойчивость атома Резерфорда с точки зрения классической физики. Время, за которое электрон упал бы со своей типичной орбиты на ядро, чрезвычайно мало, порядка миллиардной доли секунды, что абсолютно не согласуется с нашим ощущением устойчивости атомного вещества, из которого мы сами состоим. Далее, излучение, испущенное электроном во время падения, было бы непрерывным, причем его частота возрастала бы с уменьшением радиуса орбиты электрона. Спектр атома представлял бы собой непрерывную цветную полосу в отличие от наблюдаемых в эксперименте дискретных линий, характерных для каждого атома и составлявших основу химического анализа различных веществ в течение девятнадцатого века. Было бы трудно объяснить, почему два атома одинаковы, так как, например, в случае двух атомов водорода, даже если бы каждый из них состоял из одного электрона, вращающегося вокруг одного положительного

заряда, электроны не обязательно находились бы в какой-то данный момент на одних и тех же орбитах. Простейший же результат спектральных наблюдений состоит в том, что возбужденный водородный газ — любой водородный газ — всегда излучает свет определенной частоты.

Казалось, что все эти факты, если их интерпретировать с помощью существовавшей теории, на каждом шагу заводят в тупик. Оглядываясь сейчас назад, можно сказать, что модель атома Резерфорда явилась последним существенным вкладом чисто классических принципов в изучение атомного мира. Как если бы Резерфорд открыл седьмую печать, наступила тишина... и ангелы протрубили семь раз...

В 1913 г. Нильс Бор предложил свою знаменитую теорию водородного атома. Нельзя сказать, что он решил проблемы, выдвинутые Резерфордом. Скорее он сформулировал вставшую перед наукой дилемму даже в более драматичной форме. Пытаясь построить модель атома, Бор воспользовался теми принципами классической физики, которые были ему нужны, и добавил к ним без всякого доказательства несколько неклассических гипотез; смесь была несогласованной. Однако в результате получилась удивительно успешная теория атома водорода. Должны были пройти годы, прежде чем снова появилась согласованная теория.

Суть проблемы, по мнению Бора, состояла в следующем. Из работ Резерфорда и работ, проведенных до него, следовало, что в атоме должен существовать тяжелый положительный заряд, расположенный в центре атома, вокруг которого вращаются электроны (в случае водородного атома — один положительный заряд и один электрон). Если не учитывать электромагнитного излучения, то эту модель можно описать классически. Все орбиты электронов равноправны, а электроны могут обладать любыми периодом и частотой (в точности как в планетарной системе).

Рассматривая круговые орбиты, по которым могут обращаться электроны вокруг положительного заряда (можно рассмотреть и эллиптические орбиты, однако основные черты теории Бора легко продемонстрировать с помощью круговых орбит, которые он сам использовал), Бор предположил, что:

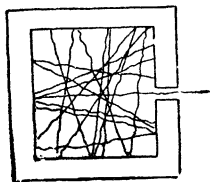
- 1) из всех возможных классических орбит только некоторые являются разрешенными;
- 2) когда электрон находится на одной из разрешенных орбит, он (в противовес теории Максвелла) не излучает энергии;
- 3) электрон излучает энергию только при переходе с одной разрешенной орбиты на другую.

Конечно, было несколько самонадеянно выдвигать предположения, противоречащие электродинамике Максвелла и механике Ньютона, но Бор был молод. Правильность его предположений можно было оправдать только хорошим совпадением с тем, что на самом деле получали в эксперименте. Поэтому задача теоретической физики в конце концов, состояла в согласовании его предположений. Постулаты Бора

были радикальными; тем не менее у них уже были предшественники. Утверждение, что электроны могут вращаться только на определенных орбитах, было заложено еще в работе Макса Планка, появившейся в конце девятнадцатого века.

КВАНТ ДЕЙСТВИЯ МАКСА ПЛАНКА

Квант действия был впервые введен при анализе одного весьма непонятного явления. В конце девятнадцатого века усиленно пытались найти распределение излучения так называемого «черного тела». [Нагретая полость, содержащая электромагнитные волны, в частности свет, в условиях теплового равновесия; простейшая реализация абсолютно черного тела — небольшая печь, которая устроена таким образом, что любое излучение с ее внутренней поверхности многократно



Фиг. 80. Абсолютно черное тело.

отражается от стенок, прежде чем выйти из небольшого отверстия в печи (фиг. 80). Наибольший интерес вызывал здесь тот факт, что для такой печи можно было, используя лишь законы статистической механики (независимо от материала стенок печи), получить распределение и интенсивность ее излучения. Из собственного опыта мы знаем, что при нагревании тело сначала светится тускло, затем становится ярко-красным, затем белым, а если нагревать его еще дальше, оно становится голубоватым: спираль, подогревающая кастрюлю, ярко-красная, вольфрамовая нить в лампочке желтая или белая. То же самое наблюдается и при исследовании излучения абсолютно черного тела. При нагревании печи отверстие светится сначала тускло, затем становится ярко-красным, затем белым и т. д.

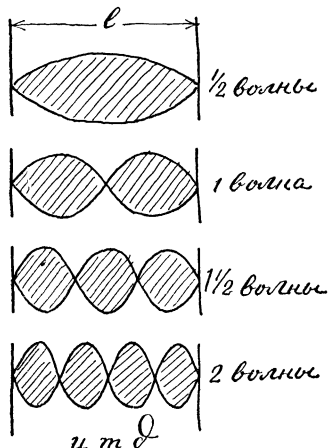
Теория этого явления оказалась крайне парадоксальной. Согласно классическому анализу, частота электромагнитного излучения в такой полости может совпадать с частотой любой из возможных в ней стоячих волн. Некоторые стоячие волны, которые могут появиться в одномерной полости длиной l , изображены на фиг. 81. Самой длинной стоячей волне отвечает длина

$$\lambda_{\text{макс}} = 2l. \quad (37.1)$$

В общем случае возможные длины волн таковы:

$$\lambda = \frac{2l}{n}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (37.2)$$

Отсюда видно, что длина волны может принимать сколь угодно малые значения. С точки зрения электромагнитной теории Максвелла каждой из возможных стоячих волн соответствует степень свободы электромагнитного поля (подобно тому как одна степень свободы отвечает каждой частице в одномерной системе многих частиц). Если система



Фиг. 81. Четыре первые стоячие волны, возбуждаемые в одномерной полости.

находится в тепловом равновесии (это — необходимое условие осуществления абсолютно черного тела), то, согласно статистической механике, вся ее энергия должна быть поровну поделена между всеми возможными степенями свободы. Так как у абсолютно черного тела таких степеней свободы бесчисленное множество (всевозможные стоячие волны), а запасенная энергия конечна, то на каждую его степень свободы будет приходится нулевая энергия. В результате абсолютно черное тело не будет вовсе излучать света, а если все-таки излучение и произойдет каким-то образом, оно всегда будет лежать в ультрафиолетовой части спектра (так как большинство стоячих волн имеет

короткие длины волн), а это противоречит тому известному факту, что спираль нашей плиты, нагревающая кастрюлю, светится тускло-красным светом. Этот результат, впервые полученный в 1900 г. лордом Релеем и Джеймсом Джинсом, получил известность как *ультрафиолетовая катастрофа*.

Было сделано много безуспешных попыток разрешить эту проблему, пока Макс Планк не выдвинул *ad hoc*¹⁾ свою поразительную гипотезу о том, что полость абсолютно черного тела излучает свет порциями и что энергия каждой порции связана с частотой света формулой

$$E = h\nu. \quad (37.3)$$

Так в физике впервые появилась *постоянная Планка* h , или квант действия. Чтобы теория согласовывалась с экспериментом, значение h должно было быть порядка

$$6,6 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{с}. \quad (37.4)$$

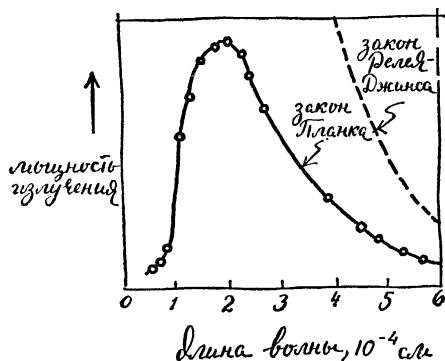
Этот случай совершенно беспрецедентный. В классической теории энергия волны определяется ее амплитудой: большие океанские волны

¹⁾ *Ad hoc* — специально (для данной проблемы, для данного случая) (лат.). — Прим. перев.

обладают большой энергией. Частота же волны, будучи независимой величиной, зависит от числа колебаний в секунду возмущения, возбуждающего волну. Никакой связи между энергией и частотой в классической физике не существует. Могут существовать как слабые волны с высокой частотой, так и сильные волны с низкой частотой. Тем не менее, если согласиться с Планком, что каждая излученная в полости стоячая волна обладает минимальной энергией $h\nu$, которую можно представить в виде

$$h\nu = \frac{hc}{\lambda}, \quad (37.5)$$

и отказаться от классических представлений, допускающих сколь угодно малые значения энергии, то для очень коротких длин волн λ



Фиг. 82. Сравнение закона Планка с данными наблюдений излучения абсолютно черного тела; кружки — экспериментальные точки (взято из [4]).

(или для высоких частот, т. е. для голубого и фиолетового участков спектра) минимальная энергия, требуемая для возбуждения стоячей волны, становится настолько большой, что эта волна не возбуждается, а следовательно, отвечающая ей степень свободы становится фиктивной. Таким образом, вместо бесконечного набора степеней свободы

$$\lambda = \frac{2l}{1}, \quad l, \quad \frac{2l}{3}, \quad \dots \quad (37.6)$$

мы получаем конечное их число, начиная с $\lambda = 2l$ и кончая такими значениями λ , для которых $h\nu = hc/\lambda$ еще превышает среднюю энергию, необходимую для возбуждения степени свободы.

Вся энергия полости делится теперь между конечным числом стоячих волн, и тем самым предотвращается катастрофическое смещение этой энергии в ультрафиолетовую область спектра. С увеличением температуры средняя энергия возрастает, что приводит к смещению частот излучаемого света в фиолетовую сторону спектра, как это наблюдается в эксперименте.

Предположение Планка абсолютно противоречило всей классической теории, но оно имело одно преимущество: выведенное с его помощью теоретическое распределение излучения почти в точности совпадало с тем, что получалось на опыте для излучения из отверстия в печи (фиг. 82).

ФОТОН АЛЬБЕРТА ЭЙНШТЕЙНА

Но стала ли ситуация более ясной с появлением гипотезы Планка? С ее помощью можно было получить теоретическую кривую, согласующуюся с экспериментом, однако ее суть была непонятна. Можно сказать, что соотношение Планка $E=h\nu$ висело в воздухе и казалось бельмом на глазу классической физики, которое, как надеялся сам Планк и другие, каким-то образом исчезнет.

Планк писал, что он

«...пытался как-то ввести h в рамки классической теории. Однако вопреки всем таким попыткам эта величина оказалась весьма строптивой» [5].

Далее:

«Провал всех попыток перекинуть мост через эту пропасть вскоре не оставил более никаких сомнений в том, что квант действия играет фундаментальную роль в атомной физике...» [6].

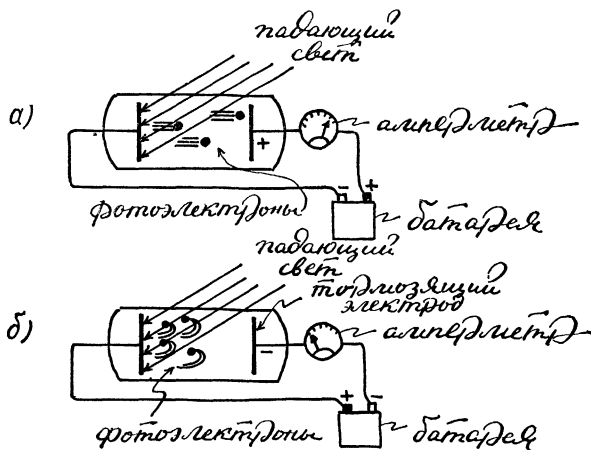
И наконец:

«Мои тщетные попытки как-то ввести квант действия в классическую теорию продолжались в течение ряда лет и стоили мне немалых трудов. Некоторые из моих коллег усматривали в этом своего рода трагедию. Но я был другого мнения об этом, потому что польза, которую я извлекал из этого углубленного анализа, была весьма значительной. Ведь теперь я точно знал, что квант действия играет в физике гораздо большую роль, чем я вначале был склонен считать...» [7].

В 1905 г., помимо работы «К электродинамике движущихся тел», Эйнштейн опубликовал статью, в которой он показал, что если рассматривать свет, заключенный внутри абсолютно черной полости, как газ, частицы которого обладают энергиями $E=h\nu$, то можно получить результат Планка. Кроме того, на этом пути Эйнштейну удалось объяснить явление так называемого *фотоэффекта*. Здесь снова возникла проблема, связанная с особенностью поглощения и испускания электромагнитного излучения веществом.

Исследуя в 1887 г. природу электромагнитных волн, Генрих Герц обнаружил, что разряд между электродами проще «зажечь», если облучать их ультрафиолетовым светом. При демонстрации этого явления

катод, помещенный в откачанную трубку, облучают светом, в результате чего из катода начинают вылетать электроны (фиг. 83). Эти электроны движутся в сторону положительного электрода — анода, создавая слабый электрический ток. Связь между этим током и интенсивностью и цветом падающего излучения представляет особый интерес. Энергию и число испущенных электронов можно определить, как на фиг. 83, измеряя ток и напряжение. Можно ожидать, скажем на основании теории Максвелла, что чем мощнее источник света, тем большей энергией будут обладать испущенные электроны. В эксперименте же наблюдается совсем иное.



Фиг. 83. а) Метод наблюдения фотоэффекта. Фотоэлектроны, выходящие из металлической пластины под действием падающего света, притягиваются электродом, расположенным в другом конце трубки, и создают ток, который измеряется с помощью амперметра. б) Метод определения максимальной энергии фотоэлектронов. При увеличении отрицательного потенциала на тормозящем электроде число фотоэлектронов, достигающих его, уменьшается. Наконец, при определенном напряжении ни один электрон не попадет на тормозящий электрод, о чем будет свидетельствовать нулевой ток; это напряжение и отвечает максимальной энергии фотоэлектронов (взято из [8]).

Величина суммарного тока, характеризующая полное число испущенных электронов, зависит от интенсивности падающего света. Но максимальная энергия отдельных электронов для данного катода зависит только от цвета этого излучения, т. е. от его частоты. В результате даже очень слабый источник света может вызвать испускание электронов, обладающих большой энергией, если частота света достаточно высока. Вместе с тем свет низкой частоты никогда не вызывает испускание электронов, каким бы мощным ни был его источник. Эти результаты никак не согласуются с теорией Максвелла, так как в соответствии с ней свет, или вектор электрического поля, или колеблющаяся электромагнитная волна, передает свою энергию благодаря силе, действующей на заряженный электрон со стороны электрического

поля. Если источник света слабый, то и вектор электрического поля, распределенного по всему пространству, тоже будет слабым. Для выбивания энергичного электрона такому слабому электрическому полю потребуется много времени. На опыте же наблюдается практически мгновенное испускание фотоэлектронов, как только свет, независимо от его интенсивности, попадает на катод.

Развивая идею Планка, Эйнштейн предположил в 1905 г., что свет не только испускается в виде порций энергии $E=h\nu$, но и поглощается такими же порциями (позднее эти порции стали называть фотонами). И снова энергия поглощения равнялась произведению

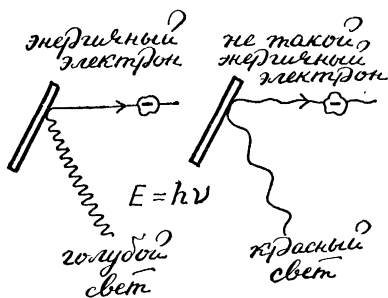
таинственной величины h , постоянной Планка, на частоту.

Ничто так не противоречило классическому представлению о том, как волна передает энергию. Рассмотрим, например, пробку, плавающую на поверхности озера. Если волны на озере небольшие, то и пробка колеблется слабо, так же слабо, как вода в озере. Эйнштейн же предположил, что свет, считавшийся волной, передает свою энергию частицам совсем не так.

Каким бы слабым ни был свет, если он вообще достигает частицы, он доходит до нее в виде отдельных порций, энергия которых $E=h\nu$, а если он все-таки передает энергию частице, то такими же порциями. Следовательно, величина энергии, переданной светом отдельному электрону, не имеет ничего общего с интенсивностью падающего света, а определяется лишь его частотой, что согласуется с наблюдениями. Если частота слишком мала, электрон не получает достаточной порции энергии, способной выбить его с поверхности катода, каким бы интенсивным ни был падающий свет. (Конечно, сохраняется возможность, что электрон получит несколько порций энергии одновременно, однако такое событие, как покажет будущая теория, происходит крайне редко.) Далее, поскольку эти порции достигают электронов одновременно с приходом света (так как они сами являются частицами света), излучение фотоэлектронов происходит одновременно с приходом света, какой бы слабой ни была его интенсивность (фиг. 84).

Предположение Эйнштейна позволило прекрасно объяснить наблюдаемые свойства фотоэффекта. Но оно тоже было совершенно чуждо идеям классической физики. С одной стороны возвышалось здание классических традиций, а с другой стороны подобно строптивому актеру стояло соотношение Планка и Эйнштейна, согласно которому электромагнитная энергия поглощается и излучается порциями $E=h\nu$.

Пример. Какова наименьшая частота света, способного вызвать эмиссию фотоэлектронов с поверхности, если для выбивания электрона



Фиг. 84.

требуется энергия 1,9 эВ?

$$1,9 \text{ эВ} = (1,6 \cdot 10^{-12} \text{ эрг/эВ}) (1,9 \text{ эВ}) = 3,0 \cdot 10^{-12} \text{ эрг.} \quad (37.7)$$

Поэтому

$$\nu = \frac{E}{h} = \frac{3 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}}{6,6 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{с}} = 4,6 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}. \quad (37.8)$$

Этой частоте соответствует свет в красном участке спектра. Свет с более высокими частотами тоже вызовет фотоэмиссию электронов.

ВОДОРОДНЫЙ АТОМ БОРА

Как все изменилось за двадцать лет! В 1890 г. считалось, что физическая картина мира полностью завершена старыми мастерами. Казалось, что каждая ее линия столь успешно объясняет все разнообразие явлений природы, что нанесение окончательных мазков кистью является просто делом времени и терпения. Но к 1911 г. ситуация резко изменилась. Оказались абсолютно непонятными и странными следующие явления: дискретный характер испускания и поглощения электромагнитного излучения, устойчивость атома Резерфорда, связь между энергией и частотой света и, наконец, квант действия Планка, открытие которых было подготовлено всем развитием классической физики. Наступило время великих перемен, время новых захватывающих приключений, новых возможностей, время ломки старых представлений и создания на их месте новых.

В 1913 г. Бор предложил свою модель атома. Это был атом Резерфорда с положительным зарядом в центре, сконцентрированным в очень малом объеме, с электронами, вращающимися по круговым орбитам вокруг ядра в соответствии со вторым законом Ньютона и притягивающимися к нему согласно закону Кулона. Ускорение электрона (как и любого другого тела, движущегося равномерно по окружности)

$$\mathbf{a} = \frac{v^2}{R} \text{ (величина),} \quad (37.9)$$

направлено к центру окружности.

Сила, действующая между электроном и ядром, является притягивающей, направлена от электрона к ядру и для водорода, ядро которого содержит один элементарный заряд, равна по величине

$$F = \frac{e^2}{R^2}. \quad (37.10)$$

На основании второго закона Ньютона

$$\frac{e^2}{R^2} = \frac{mv^2}{R}, \quad (37.11)$$

или

$$mv^2 = \frac{e^2}{R}, \quad (37.12)$$

т. е. удвоенная кинетическая энергия равна потенциальной энергии.

Полная энергия электрона на орбите (кинетическая плюс потенциальная)

$$E = T + V = \frac{1}{2} mv^2 - \frac{e^2}{R}, \quad (37.13)$$

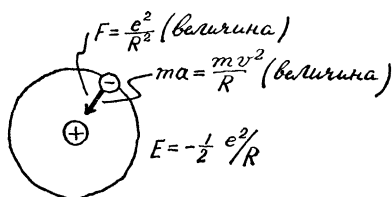
или с учетом (37.12),

$$E = -\frac{1}{2} \frac{e^2}{R} \quad (37.14)$$

(фиг. 85).

Таким образом, полная энергия равна по величине половине потенциальной энергии. Это справедливо как для электрона, вращающегося вокруг положительно заряженного ядра, так и для планеты, движущейся вокруг Солнца. Мы предположили, что электрон вращается по круговой орбите, что он подчиняется второму закону Ньютона и что он притягивается к положительно заряженному центру в соответствии с законом Кулона. Любая круговая орбита является разрешенной для электрона, и нас пока не интересует вопрос об его излучении. До сих пор все наши предположения были чисто классическими. Но нам и не удалось пока преодолеть ни одной трудности.

Фиг. 85.



В этом месте Бор вводит свою знаменитую гипотезу: из всех воз-

можных орбит, заявляет он, являются разрешенными только те, для которых выполняется квантовое условие, связанное с соотношением Эйнштейна и Планка. Квантовое условие Бора ограничивает возможные значения углового момента электрона, способного двигаться по различным орбитам. Для круговой орбиты величина углового момента электрона (равного, согласно определению из гл. 14, произведению импульса на длину плеча) дается выражением

$$L = mvR. \quad (37.15)$$

Бор выдвинул предположение, что только те орбиты, для которых угловой момент удовлетворяет условию

$$L = mvR = \frac{nh}{2\pi}, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (37.16)$$

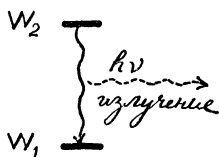
т. е. равен по величине целому числу (n — произвольное целое число) постоянных Планка, деленному на 2π , являются разрешенными¹⁾. Как мы увидим, квантовое условие позволяет электронам вращаться только по некоторым из возможных круговых орбит. Однако, согласно теории Максвелла, электрон должен излучать энергию и на этих орби-

¹⁾ Величина $h/2\pi$ встречается даже чаще, чем h , поэтому она имеет свое собственное обозначение: $h/2\pi = \hbar$.

тах. Эту трудность Бор разрешил (если можно так выразиться) декретным способом. Он постулировал, что электрон вопреки теории Максвелла, вопреки опытам Герца, вопреки всему, во что верили до этого времени, не излучает электромагнитную энергию, когда он находится на стационарной орбите, т. е. орбите, разрешенной квантовым условием. Когда же в таком случае он излучает энергию? Ответ на этот вопрос содержался в третьем постулате Бора. Бор предположил, что электрон излучает электромагнитную волну только тогда, когда он переходит с одной разрешенной орбиты на другую. Точное же значение излученной при этом энергии определяется соотношением Эйнштейна — Планка:

$$W_2 - W_1 = h\nu. \quad (37.17)$$

Таким образом, энергия излученного света равна разности энергий двух орбит, между которыми перескочил электрон (фиг. 86).



Ф и г. 86.

Каждое из этих предположений — условие квантования, отсутствие излучения при нахождении электрона на одной из стационарных орбит и излучение света при переходе с одной орбиты на другую — противоречит классической теории. Однако ведь надо же было каким-то образом постулировать устойчивость атома. Излучение же порциями, очевидно, согласовывалось с тем, что ранее обнаружили Эйнштейн и Планк. Да и условие квантования не сильно отличалось от первоначального условия Планка. Проследим же за этой смесью классических и неклассических постулатов, изучив модель атома, предложенную Бором.

Условие квантования (37.16) дает связь между скоростью электрона и радиусом разрешенной орбиты. Второй закон Ньютона и закон Кулона тоже связывают скорость электрона и радиус орбиты [см. (37.12)]. Если скомбинировать эти два условия — классическое и квантовое, — то мы получим строго определенные радиусы разрешенных орбит:

$$R_n = \frac{h^2}{4\pi^2 m e^2} n^2, \quad n = 1, 2, \dots \quad (37.18)$$

Из классического условия мы имеем

$$mv^2 = \frac{e^2}{R}, \quad (37.19)$$

а из квантового —

$$mvR = \frac{h}{2\pi} n, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (37.20)$$

Разделив последнее выражение на R , получим

$$mv = \frac{h}{2\pi R} n. \quad (37.21)$$

Возведем теперь обе его части в квадрат:

$$m(mv^2) = \frac{h^2}{4\pi^2 R^2} n^2, \quad (37.22)$$

а затем разделим на m :

$$mv^2 = \frac{h^2}{4\pi^2 R^2 m} n^2. \quad (37.23)$$

Таким образом, мы получили два выражения для mv^2 . Так как две величины, равные одной и той же величине, равны между собой, имеем

$$\frac{e^2}{R} = \frac{h^2}{4\pi^2 R^2 m} n^2. \quad (37.24)$$

Умножая это выражение на R^2 и деля на e^2 , получаем (37.18):

$$R_n = \frac{h^2}{4\pi^2 m e^2} n^2. \quad (37.25)$$

Мы пишем у величины R индекс n , чтобы подчеркнуть зависимость R от n .

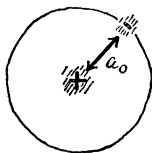
Наименьшему из возможных радиусов, называемому *боровским радиусом*, соответствует значение $n=1$:

$$R_{\text{мин}} \text{ (обозначается } a_0) = \frac{h^2}{4\pi^2 m e^2}. \quad (37.26)$$

Его величину можно вычислить, подставив сюда значение постоянной Планка (уже известное тогда), а также значения массы и заряда электрона. В результате получим

$$R = a_0 \approx 5,3 \cdot 10^{-9} \text{ см.} \quad (37.27)$$

Когда электрон находится на этой орбите (фиг. 87), атом обладает наименьшей полной энергией (или наибольшей отрицательной энергией);



Ф и г. 87.

в этом случае говорят, что электрон находится в основном состоянии, и дальнейшие переходы между уровнями невозможны. В соответствии с постулатом Бора атом в этом состоянии не излучает и, стало быть, он устойчив. Далее, все водородные атомы, излучая, постепенно перехо-

дят в это основное состояние и в результате становятся абсолютно одинаковыми.

Уровни энергии, соответствующие различным боровским орбитам, могут быть вычислены следующим образом. С помощью чисто классических рассуждений мы показали, что энергия на произвольной круговой орбите

$$W_n = -\frac{1}{2} \frac{e^2}{R_n}. \quad (37.28)$$

Отсюда, используя значения радиусов разрешенных боровских орбит, получаем разрешенные уровни энергии

$$W_n = -\frac{2\pi^2 me^4}{h^2} \frac{1}{n^2}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (37.29)$$

Когда электрон находится на наинизшей боровской орбите (атом в основном состоянии), энергия атома равна

$$W_{\text{мин}} = -\frac{2\pi^2 me^4}{h^2} \approx -2,2 \cdot 10^{-11} \text{ эрг} \approx -13,6 \text{ эВ}. \quad (37.30)$$

И наконец, согласно третьему условию Бора, при переходе с одного уровня энергии на другой

$$\text{частота перехода } \nu = \frac{W_2 - W_1}{h} = \frac{2\pi^2 me^4}{h^3} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right). \quad (37.31)$$

Когда Бор подставил сюда известные в то время значения постоянных ¹⁾ c , h и e , он получил для коэффициента значение

$$\frac{2\pi^2 me^4}{h^3} = 3,1 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}. \quad (37.32)$$

Этот же коэффициент, вычисленный из частот наблюдаемых спектральных линий серии Бальмера, равнялся

$$3,290 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}.$$

Бор заключил, что

«Соответствие между теоретическим и наблюдаемым значениями лежит в пределах ошибок измерений постоянных, входящих в теоретическую формулу» [9].

Поскольку и n_1 , и n_2 являются целыми числами (1, 2, 3, ...), при переходах с одного атомного уровня на другой излученный атомом свет обладает различными дискретными частотами. Положив $n_1=2$ и n_2 — любому целому числу, превышающему 2, мы получаем выражение, сходное с формулой Бальмера, но записанное не через

¹⁾ Современные значения этих постоянных несколько отличаются от тех, которые использовал Бор.

длину волны, а через частоту. Чтобы провести сравнение, выразим частоту через длину волны по формуле

$$\lambda\nu=c. \quad (37.33)$$

Тогда из выражения (37.31) получим

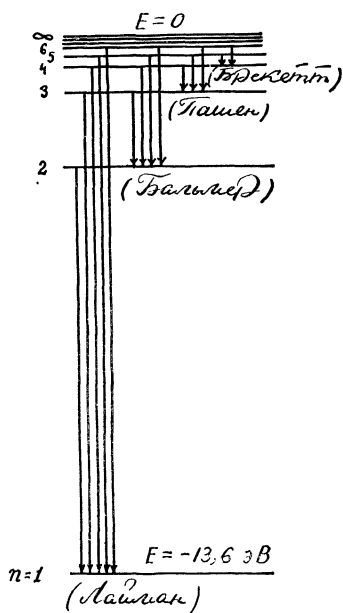
$$\lambda = \frac{2ch^3}{\pi^2 me^4} \frac{n^2}{n^2 - 4}, \quad (37.34)$$

в то время как формула Бальмера имеет вид

$$\lambda = b \frac{n^2}{n^2 - 4}. \quad (37.35)$$

Используя современные значения для постоянных, найдем, что $2ch^3/\pi^2 me^4 = 3,6448 \cdot 10^{-5}$ см. Бальмеровская же константа $b = 3,6456 \times 10^{-5}$ см.

Модель Бора предсказывала существование и других спектральных линий. Формула Бальмера описывает серию, соответствующую переходам электрона с различных уровней на уровень $n=2$. Естественно



Фиг. 88. Переходы между уровнями водородного атома Бора, приводящие к излучению различных серий.

ожидать, что существуют серии, соответствующие переходам электрона на уровень $n=1$, уровень $n=3$ и т. д. Эти серии были обнаружены в ходе спектроскопических исследований и известны теперь как серии Лаймана, Пашена, Бреккетта и др. (фиг. 88).

Свою теорию Бор пытался согласовать с теорией Максвелла следующим образом. Электроны, согласно Бору, излучают энергию только при переходах с одной орбиты на другую. Если рассматривать все более и более удаленные орбиты и предполагать, что основная часть переходов происходит между уровнями, номера которых отличаются на единицу, то частота излучения будет стремиться к классической частоте электрона, вращающегося на данной орбите. Таким образом, для удаленных орбит (т. е. тех орбит, для которых все больше справедливы макроскопические условия) излучение,

найденное с помощью теории Бора, приближается к излучению, получаемому из теории Максвелла.

При переходах между боровскими орбитами частота излучения равна

$$\nu = \frac{W_1 - W_2}{h} = \frac{2\pi^2}{h^3} me^4 \left(\frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{n_1^2} \right). \quad (37.36)$$

Если $n_2 = n_1 - 1$, то

$$\frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{n_1^2} = \frac{n_1^2 - n_2^2}{n_1^2 n_2^2} = \frac{n_1^2 - (n_1^2 - 2n_1 + 1)}{n_1^2 (n_1 - 1)^2} = \frac{2n_1 - 1}{n_1^2 (n_1 - 1)^2} \approx \frac{2n_1}{n_1^4}. \quad (37.37)$$

Последнее приближенное равенство справедливо, когда n_1 много больше единицы, т. е. для удаленных орбит. Таким образом, частота света, излученного при таком переходе, приблизительно равна

$$\nu \approx \frac{4\pi^2}{h^3} me^4 \frac{1}{n_1^3}. \quad (37.38)$$

Но чему равна частота обращения электрона по орбите? Она определяется как число его оборотов за секунду, т. е.

$$\nu = \frac{\text{скорость электрона}}{\text{периметр орбиты}} = \frac{v}{2\pi R}. \quad (37.39)$$

Это выражение можно преобразовать с помощью квантового условия

$$mvR_n = \frac{nh}{2\pi}. \quad (37.40)$$

Отсюда

$$\frac{v}{2\pi R_n} 2\pi m R_n^2 = \frac{nh}{2\pi}, \quad (37.41)$$

поэтому

$$\nu = \frac{v}{2\pi R_n} = \frac{hn}{4\pi^2 m R_n^2}. \quad (37.42)$$

Но

$$R_n = \frac{h^2}{4\pi^2 me^2} n^2, \quad (37.43)$$

следовательно,

$$\nu = \frac{hn}{4\pi^2 m} \frac{(4\pi^2)^2 m^2 e^4}{h^4 n^4} = \frac{4\pi^2 me^4}{h^3 n^3}. \quad (37.44)$$

Полученная частота есть частота электромагнитного излучения электрона, обращающегося вокруг ядра, в «классической» модели атома. Мы видим, что она совпадает с частотой перехода с уровня n на уровень $n-1$ для больших n в боровской модели атома [см. (37.38)].

Теория Бора оказалась чрезвычайно успешной. Ему удалось создать устойчивую модель атома резерфордского типа, используя идею Эйнштейна и Планка, и получить серии дискретных спектраль-

ных линий, характерные для водородного атома и согласующиеся с серией Бальмера и другими сериями, которые либо были уже обнаружены, либо были открыты позднее. (Серия линий, обнаруженная в спектре гелия — так называемая серия Пикеринга, — была отождествлена с серией, соответствующей переходам боровского типа в ионизованном атоме гелия. Поскольку ионизованный атом гелия состоит из ядра с двумя положительными зарядами и одного электрона, анализ этого атома совпадает с анализом атома водорода, если в последнем заменить значение заряда ядра e на $2e$.) С помощью дополнительных предположений Бору удалось, по крайней мере качественно, объяснить некоторые свойства (химические) периодической таблицы элементов. Это было большим достижением, однако теория Бора не была полной. В некотором смысле можно сказать, что она вызвала больше вопросов, чем дала ответов. Электрон мог вращаться только на разрешенных орбитах. На этих орбитах он в противовес теории Максвелла не излучал энергии; энергия же излучалась лишь при переходах с одной орбиты на другую. Где же находился электрон в процессе перехода? Существовал ли он вообще между разрешенными орбитами? Существовал ли он в обычном смысле, когда находился на разрешенных орбитах? Кто мог ответить на все эти вопросы?

После 1913 г. предпринималось много попыток понять то, что сделал Бор. Хотя теория Бора успешно объясняла свойства атома водорода, она не смогла дать количественного описания атомов других элементов. В течение многих лет Бор пытался создать теорию атома гелия. И хотя ему удалось показать некоторую связь своей теории с классической, его комбинация классических, неоклассических и неклассических принципов, впервые успешно объяснившая свойства атома водорода, оставалась такой же загадкой, какой она была, когда Бор начал свои исследования.

КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ

ЭЛЕКТРОН КАК ВОЛНА

ГИПОТЕЗА ДЕ БРОЙЛЯ

Бор опубликовал свои результаты в 1913 г. Для мира физики они стали одновременно и сенсацией, и загадкой. Но Англия, Германия и Франция — эти три колыбели новой физики — были вскоре захвачены другой проблемой. Эйнштейн заканчивал работу над созданием новой теории тяготения (одно из следствий ее было проверено в 1919 г. во время международной экспедиции, участники которой измерили отклонение луча света, идущего от звезды, при прохождении его вблизи Солнца во время затмения). Несмотря на огромный успех теории Бора, объяснившей спектр излучения и другие свойства атома водорода, попытки обобщить ее на атом гелия и атомы других элементов оказались мало успешными. И хотя накапливалось все больше сведений о корпускулярном поведении света при его взаимодействии с веществом, очевидная несогласованность постулатов Бора (загадка атома Бора) оставалась необъясненной.

В двадцатые годы возникло несколько направлений исследований, которые привели к созданию так называемой квантовой теории. Хотя эти направления казались вначале совершенно не связанными между собой, позднее (в 1930 г.) было показано, что все они эквивалентны и являются просто различными формулировками одной и той же идеи. Проследим за одной из них.

В 1923 г. Луи де Бройль, тогда еще аспирант, выдвинул предположение, что частицы (например, электроны) должны обладать волновыми свойствами. «Мне кажется, — писал он, — ...что основная идея квантовой теории состоит в невозможности представить отдельную порцию энергии, не связав с нею определенной частоты».

Объекты волновой природы обнаруживают свойства частиц (например, свет при его излучении или поглощении ведет себя подобно частице). Это было показано Планком и Эйнштейном и использовано Бором в его модели атома. Почему же тогда объекты, которые мы обычно рассматриваем как частицы (скажем, электроны), не могут обнаруживать свойства волн? Действительно, почему? Такая симметрия между волной и частицей была для де Бройля тем же, чем были круговые орбиты для Платона, гармоничные соотношения между целыми числами для Пифагора, правильные геометрические формы для Кеплера или солнечная система, центром которой является светило, для Коперника.

Каковы же эти волновые свойства? Де Бройль предложил следующее. Было известно, что фотон излучается и поглощается в виде дис-

кретных порций, энергия которых связана с частотой формулой

$$E = h\nu. \quad (38.1)$$

В то же время соотношение между энергией и импульсом релятивистского кванта света (частицы с нулевой массой покоя) имеет вид¹⁾

$$E = pc. \quad (38.2)$$

Вместе эти соотношения дают

$$h\nu = pc. \quad (38.3)$$

Но

$$h\nu = c. \quad (38.4)$$

Отсюда де Бройль получил связь между длиной волны и импульсом:

$$\lambda = \frac{h}{p} \quad (38.5)$$

для объекта волнового типа — фотона, который, судя по наблюдениям, излучался и поглощался в виде определенных порций.

Далее де Бройль предположил, что со всеми объектами независимо от того, какого они типа — волнового или корпускулярного, связана определенная длина волны, выражающаяся через их импульс точно такой же формулой. Электрону, например, и вообще любой частице соответствует волна, длина волны которой равна

$$\lambda = \frac{h}{p}. \quad (38.6)$$

Что это за волна, де Бройль в то время еще не знал. Однако, если предположить, что электрон в некотором смысле обладает какой-то длиной волны, то мы получим из этого предположения определенные следствия.

Рассмотрим квантовые условия Бора для стационарных орбит электрона. Допустим, что стабильные орбиты таковы, что на их длине укладывается целое число длин волн, т. е. выполняются условия существования стоячих волн. Стоячие волны, будь они на струне или в атоме, неподвижны и сохраняют свою форму со временем. При заданных размерах колеблющейся системы они обладают лишь определенными длинами волн (фото 7).

Предположим, говорил де Бройль, что разрешенными орбитами в атоме водорода являются только те, для которых выполнены условия существования стоячих волн. Для этого на длине орбиты должно укладываться целое число длин волн (фиг. 89), т. е.

$$n\lambda = 2\pi R, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (38.7)$$

Но связанная с электроном длина волны выражается через его импульс по формуле:

$$\lambda = \frac{h}{p}.$$

¹⁾ Это соотношение получается из общего релятивистского соотношения между энергией и импульсом для случая, когда масса покоя равна нулю: $E = \sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2}$. Если m_0 (масса покоя) равна нулю, то $E = \sqrt{p^2 c^2} = pc$.

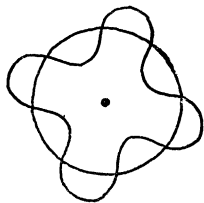
Тогда выражение (38.7) можно записать в виде

$$\frac{nh}{p} = 2\pi R, \quad (38.8)$$

или

$$pR = L = \frac{nh}{2\pi}. \quad (38.9)$$

В результате получается условие квантования Бора. Таким образом, если с электроном связать определенную длину волны, то боровское



Ф и г. 89.

условие квантования означает, что орбита электрона устойчива, когда на ее длине укладывается целое число стоячих волн. Иными словами, квантовое условие становится теперь не особым свойством атома, а свойством самого электрона (и в конце концов, всех остальных частиц).

ОПЫТ ДЭВИССОНА — ДЖЕРМЕРА

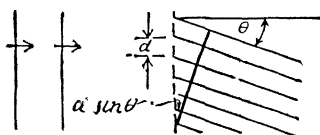
С изумлением была выслушана диссертация де Бройля, когда он выступил с нею перед учеными Парижского университета в 1924 г. Какой смысл имеет волна, связанная с электроном? В каком смысле электрон, который Томсон отождествил с частицей, имеющей заряд $-e$ и массу m , является волной? Ответ на эти вопросы не заставил себя, однако, долго ждать. Американские физики Дэвиссон и Джермер, изучая рассеяние малоэнергичных электронов от поверхности металлического кристалла, обнаружили, что распределение рассеянных электронов имеет странные пики. В 1926 г. на конференции в Оксфорде, где Дэвиссон доложил некоторые из своих предварительных результатов, было высказано предположение, что эти пики объясняются дифракцией связанных с электронами волн.

Суть опыта Дэвиссона — Джермера [2] состояла в том, что атомы кристалла никеля, который использовался в этом опыте, образуют регулярную конфигурацию, которая ведет себя подобно дифракционной решетке. Максимумы в распределении рассеянных кристаллом электронов находились, согласно данным Дэвиссона, в тех местах, для которых выполнялось условие

$$n\lambda = d \sin \theta. \quad (38.10)$$

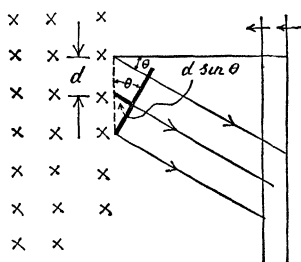
Но это условие совпадает с известным условием для максимумов при дифракции волн.

При дифракции на решетке свет проходит через множество щелей, расположенных на расстоянии d друг от друга. Каждую щель можно



Ф и г. 90.

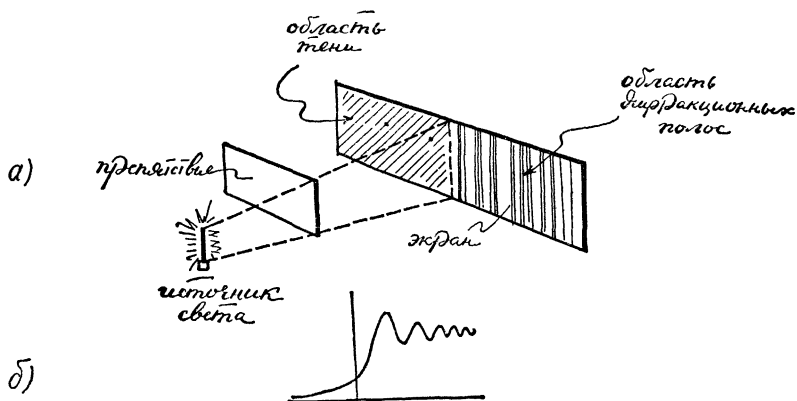
считать источником прошедшей волны (фиг. 90). В местах на удаленном экране, куда свет приходит под углом θ , удовлетворяющим условию $n\lambda = d \sin \theta$, волны от различных щелей усиливают друг друга, и там наблюдаются максимумы.



Ф и г. 91.

Атомы хорошего кристалла ведут себя подобным же образом. Каждый атом является источником вторичной волны. Если атомы расположены на расстоянии d друг от друга, то снова в местах на удаленном экране, куда волны приходят под таким углом θ , что $n\lambda = d \sin \theta$, они усиливают друг друга, и в этих местах наблюдаются максимумы (фиг. 91).

Поскольку d — расстояние между атомами — можно вычислить, $d \sin \theta$ — непосредственно измерить, то по положению дифракцион-



Ф и г. 92. а) схема установки для наблюдения дифракции видимого света. Можно использовать любую непрозрачную пластину с прямым краем; дифракционные полосы лежат близко друг к другу, и их следует изучать на расстоянии порядка метра от препятствия. б) ожидаемое распределение интенсивности света на экране.

ных максимумов, если считать, что электрон ведет себя подобно волне, можно определить соответствующую длину волны. Полученное значение с точностью до 1% совпало со значением длины волны, следующим из теории де Бройля.

С тех пор было проведено огромное число экспериментов, чтобы выяснить, действительно ли с той или иной частицей связана определенная длина волны. Результаты всех этих экспериментов оказались однозначными. Электроны, протоны и любые другие частицы могут, как и свет, интерферировать, дифрагировать и т. д. На фото 8 и 9 сравниваются дифракционные и интерференционные картины, получающиеся для света и электронов. Даже если электроны проходят через решетку по одному, интерференционная картина все равно возникает, как если бы электрон интерферировал сам с собой. Если же закрыть одну из двух щелей, интерференционная картина, как и в случае света, исчезает.

Пример. Атомы кристалла никеля отстоят друг от друга на расстоянии порядка 10^{-8} см. Чтобы дифракционные эффекты были существенными, постоянная решетки должна быть одного порядка с длиной волны электрона. При какой энергии электронов будет наблюдаться дифракционная картина?

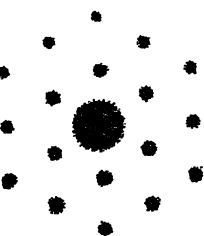
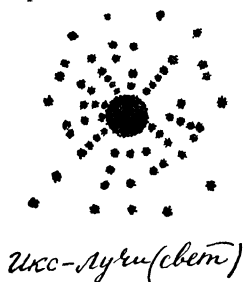
Мы хотим, чтобы $\sin \theta$ был не очень маленькой величиной, скажем $\sin \theta \approx 1/10$ ($\theta \approx 6^\circ$). Тогда, поскольку

$$n\lambda = d \sin \theta, \quad (38.11)$$

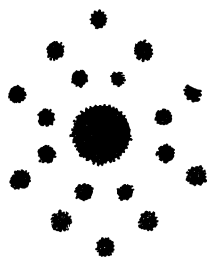
$$\lambda_{\text{макс}} = \frac{d}{10} \approx 10^{-9} \text{ см.} \quad (38.12)$$

Соотношение де Бройля имеет вид

$$\lambda = \frac{h}{p}. \quad (38.5)$$



Электроны



нейтроны

Ф и г. 93.

Поэтому

$$p = \frac{h}{\lambda} = \frac{6,6 \cdot 10^{-27}}{10^{-9}} = 6,6 \cdot 10^{-18} \text{ см} \cdot \text{г/с}, \quad (38.13)$$

а следовательно, кинетическая энергия

$$T = \frac{p^2}{2m} = \frac{(6,6)^2 \cdot 10^{-36}}{2 \cdot 0,91 \cdot 10^{-27}} \approx 2,4 \cdot 10^{-8} \text{ эрг} \approx 1,5 \cdot 10^4 \text{ эВ}. \quad (38.14)$$

Не только электроны, но и все частицы ведут себя таким же образом. На фиг. 93 представлены для сравнения так называемые дифракционные картины Лауэ, полученные с помощью рентгеновских лучей (электромагнитных волн), электронов и нейтронов.

39

УРАВНЕНИЕ ШРЕДИНГЕРА — ЗАКОН ДВИЖЕНИЯ ДЛЯ КВАНТОВЫХ СИСТЕМ

Вскоре после того, как де Бройль ввел понятие волны, связанной с электроном, Эрвин Шредингер ответил на вопрос, что происходит с этой волной, если на нее действует сила¹⁾. Этот ответ, представленный в форме так называемого уравнения Шредингера, является сердцем квантовой физики. В 1926 г. Шредингер опубликовал серию статей, посвященных знаменитому теперь уравнению, и применил его ко многим основным проблемам квантовой теории.

Уравнение Шредингера описывает поведение волны де Бройля, связанной с электроном, с любой другой частицей или, наконец, с произвольной квантовой системой. Если заданы масса частицы и силы, действующие на нее, скажем гравитационные или электромагнитные, то уравнение Шредингера позволяет получить все возможные волны, связанные с этой частицей; эти волны (функции положения и времени) характеризуются числами, связанными с любой точкой пространства и с произвольным моментом времени. Обозначаются они наиболее употребительным символом физики двадцатого века ψ ²⁾: волновая функция есть

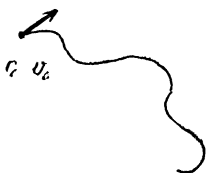
$$\psi(x, y, z; t). \quad (39.1)$$

Суть уравнения Шредингера состоит в том, что для заданной частицы и заданной системы действующих на нее сил оно дает решения

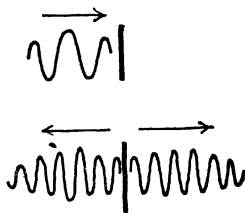
¹⁾ Рассказывают, что на коллоквиуме, который проводил Шредингер на эту тему, один из участников настойчиво задавал ему один и тот же вопрос: «Но что произойдет с волной материи, если на нее будет действовать сила?» Говорят, что спрашивающим был Петер Дебай, и Шредингер после этого загорелся желанием найти ответ на этот вопрос.

²⁾ ψ — буква «пси» греческого алфавита. — *Прим. перев.*

в виде волновых функций для всех возможных значений энергии. Волновая функция обладает наиболее фундаментальным свойством волн — свойством суперпозиции. Если при заданных условиях уравнение Шредингера имеет два решения, то и сумма этих решений будет решением уравнения Шредингера при тех же условиях. Это означает, как и в классической волновой теории, что горб и впадина волновой функции могут уничтожить друг друга. Следовательно, в квантовой физике может существовать явление интерференции — наиболее характерное волновое явление. Только теперь оно связано с такими объектами, которые ранее считали частицами — электронами или протонами, — и даже целыми системами частиц.



Ф и г. 94.



Ф и г. 95.

Сущность классической динамики тела такова. При заданной массе ньютоновской частицы m , которая в момент t_0 находилась в точке $\mathbf{r}_0$ и обладала скоростью $\mathbf{v}_0$, и заданных силах, действующих на эту частицу, можно определить, пользуясь вторым законом Ньютона, положение и скорость частицы во все последующие моменты времени, т. е. найти траекторию этой частицы (фиг. 94). В динамике же «квантовой частицы», задаваясь волновой функцией в момент t_0 (волновая функция, таким образом, содержит в себе с квантовой точки зрения всю возможную информацию) и силами, действующими на «частицу», можно найти с помощью уравнения Шредингера («второго закона» в квантовой физике) вид волновой функции во все последующие моменты времени.

СВОБОДНЫЕ РЕШЕНИЯ

Для свободной частицы (частицы, на которую не действуют силы) из уравнения Шредингера следуют результаты, предложенные ранее де Бройлем. Решение возможно при любых положительных значениях энергии; в нерелятивистской теории энергия и импульс связаны между собой формулой

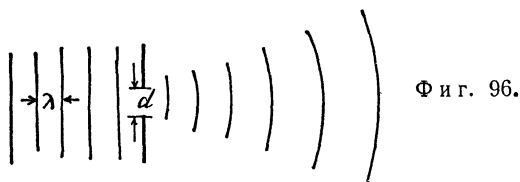
$$E = \frac{p^2}{2m} = \frac{1}{2} mv^2. \quad (39.2)$$

Длина волны де Бройля, соответствующая волне с импульсом p :

$$\lambda = \frac{h}{p}. \quad (39.3)$$

В отсутствие внешних сил импульс не изменяется; волна сохраняет свою форму и в этом смысле обладает свойством инерции.

На границе раздела двух сред или при прохождении около препятствия эти волны проявляют практически те же свойства, что и изученные нами ранее волны — возмущения на поверхности воды, волны в пружине или световые волны. Например, волна Шредингера отражается от непроницаемой преграды или частично отражается и частично проникает при попадании на проницаемую преграду (фиг. 95). От твердой, зеркалоподобной границы волна отражается таким образом, что ее угол падения равняется углу отражения. Если граница проницаема, то существуют падающая, отраженная и преломленная волны, которые подчиняются правилам, рассмотренным в гл. 17.



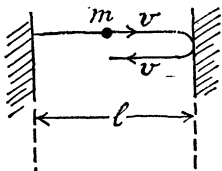
Изучая фотографии, демонстрирующие свойства световых волн или волн на воде, мы можем получить некоторое представление и о свойствах волны Шредингера. Эта волна, имеющая длину λ , проходя через отверстие шириной d в непрозрачном экране (фиг. 96), дифрагирует (как и световая волна или волна на воде), причем угловое положение первого максимума определяется из соотношения $d \sin \theta = \lambda$. Если эта волна проходит через экран с двумя отверстиями, то образуется дифракционная картина, показанная нами ранее.

СВЯЗАННЫЕ РЕШЕНИЯ

В случае свободной системы уравнение Шредингера (как и второй закон классической механики) имеет решение для любой энергии, т. е. частица в этом случае может двигаться с произвольной скоростью. В случае же связанной системы, когда движение частицы ограничено определенной областью пространства¹⁾, проявляется характерная черта квантовой механики, отличающая ее от классической механики. Как правило, для связанной системы оказываются возможными не любые уровни энергии. Причина этого тесно связана с тем объяснением, которое ранее дал де Бройль: чтобы орбита была устойчивой, на ее длине должно укладываться целое число волн.

¹⁾ Для ньютоновской системы планет, на которые действует сила притяжения Солнца, замкнутые (связанные) эллиптические или круговые орбиты получаются при условии, что энергия планет отрицательна, открытые же (незамкнутые) гиперболические орбиты отвечают положительным значениям энергии.

Мы иллюстрировали это раньше на примере боровских орбит. Теперь мы рассмотрим это свойство более подробно для случая (очень характерного для квантовой физики), когда частица при движении в одном измерении «захвачена» сосудом, стенки которого не позволяют ей выйти наружу. Частица с массой m движется вдоль прямой линии между двумя стенками, расположенными на расстоянии l друг от друга.

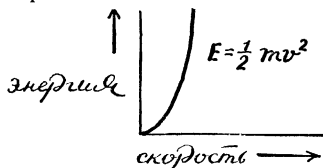


Фиг. 97.

С точки зрения теории Ньютона ситуация крайне проста. Частица может двигаться с любой скоростью; она ударяется о стенку, отскакивает от нее, ударяется о другую стенку и т. д. (фиг. 97). Энергия частицы связана с ее импульсом формулой (39.2)

$$E = \frac{p^2}{2m} = \frac{1}{2} mv^2.$$

(Можно, например, вычислить величину импульса, передаваемого частице вблизи стенки, как это делалось при анализе модели газа в кинетической теории.) Ничто не ограничивает величину энергии, которая с ростом скорости возрастает от нуля, когда скорость равна нулю, до любого большого числа (фиг. 98) при условии, конечно, что скорость не настолько велика, чтобы частица или стенка разрушились при столкновении.

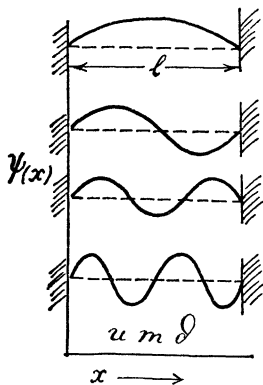


Фиг. 98. В теории Ньютона энергия пропорциональна квадрату скорости; при увеличении скорости частицы энергия непрерывно изменяется от нуля до сколь угодно больших значений.

С точки зрения квантовой физики та же ситуация выглядит по-иному. В качестве решений уравнения Шредингера возможны лишь такие, в которых стоячая волна де Бройля укладывается целое число раз между двумя стенками сосуда. Условие, что стенки удерживают частицу, на языке уравнения Шредингера равнозначно требованию, чтобы амплитуда волны на стенках равнялась нулю. (Это соответствует условию упругого отражения в теории Ньютона.) На фиг. 99 представлены четыре возможных решения уравнения Шредингера (стоячие волны) для данного случая.

Отличительная особенность этих решений уравнения Шредингера состоит в том, что в данном случае разрешенными являются только определенные длины волн, а именно волны, длины которых непосредственно связаны с размерами сосуда (шириной l), подобно тому

как в случае боровских орбит разрешенные длины волн были непосредственно связаны с размером орбиты. Чтобы стоячие волны могли



Ф и г. 99. Первые четыре решения (стоячие волны) уравнения Шредингера для случая, когда движение частицы ограничено линией длины l . Первая волна имеет один максимум, вторая — два и т. д. Возможны решения с произвольным числом максимумов. Из условия, что стенки являются непроницаемыми, следует, что волновая функция должна обращаться в нуль при $x = 0$ и $x = l$.

существовать, между стенками сосуда должно укладываться целое число полуволн. Тогда наибольшая длина волны

$$\lambda_{\text{макс}} = \frac{2l}{1} = 2l. \quad (39.4)$$

Следующая после наибольшей длина волны

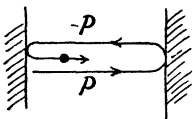
$$\lambda = \frac{2l}{2} = l. \quad (39.5)$$

В общем случае

$$\lambda_n = \frac{2l}{n}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (39.6)$$

Точный вид условия, налагаемого на длину волны, не так уж существен; гораздо важнее, что только определенные длины волн являются разрешенными.

На фиг. 100 представлена орбита классической частицы с импульсом p , движение которой ограничено двумя стенками. С точки зрения



Ф и г. 100.

уравнения Шредингера волновая функция этой системы состоит из решения, соответствующего частице с импульсом p :

величина p , направление $\rightarrow$.

и решения, соответствующего частице с импульсом $-p$:

величина p , направление $\leftarrow$.

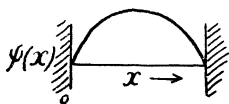
Обе эти частицы, хотя они и движутся в противоположных направлениях, обладают одинаковыми по величине импульсами, а следовательно, и одинаковыми длинами волн де Бройля (39.3)

$$\lambda = \frac{h}{p}$$

и одинаковыми энергиями

$$E = \frac{p^2}{2m}.$$

Согласно принципу суперпозиции, сумма этих решений тоже является решением уравнения Шредингера с той же самой энергией. Решение,



Ф и г. 101.

составленное из ψ_p и ψ_{-p} и обращающееся в нуль на стенках, имеет вид

$$\psi = \psi_p - \psi_{-p}. \quad (39.7)$$

Как уже отмечалось, величина p определяется из условия существования стоячих волн. Основное состояние системы описывается волновой функцией, изображенной на фиг. 101.

Поскольку длина волны связана с величиной импульса по формуле

$$\lambda = \frac{h}{p},$$

условиям, налагаемым на длину волны, будут соответствовать ограничения, определяющие возможные значения импульса частицы:

$$\text{возможные импульсы } p = \frac{h}{\lambda} = \frac{h}{2l} n, \quad n = 1, 2, \dots \quad (39.8)$$

А так как импульс частицы связан с ее энергией,

$$E = \frac{p^2}{2m},$$

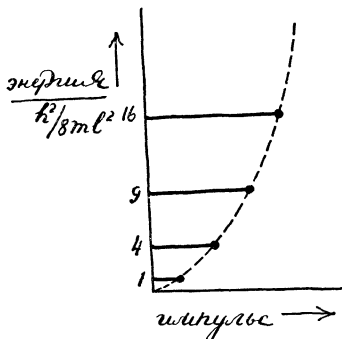
возможные значения энергии данной квантовой системы тоже ограничены:

$$\text{возможные энергии } E = \frac{p^2}{2m} = \frac{1}{2m} \left(\frac{h^2}{4l^2} \right) n^2, \quad n = 1, 2, \dots \quad (39.9),$$

Как и раньше, здесь важен не столько точный вид формулы, как то, что не все значения энергии разрешены. Если мы теперь нарисуем подобно тому, как это делалось выше, график зависимости энергии от импульса для квантовой системы, то увидим, что энергия снова яв-

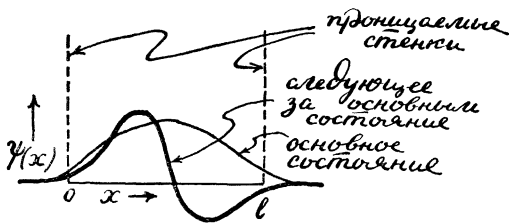
ляется квадратичной функцией импульса (фиг. 102). Но не все значения энергии являются теперь разрешенными. Эти значения соответствуют определенным точкам на графике, но они не заполняют кривую полностью.

Таким образом, из уравнения Шредингера следует, что в случае частицы, находящейся в связанном состоянии (ее движение происходит в конечной области пространства), не все значения энергии, им-



Ф и г. 102. Разрешенные значения кинетической энергии квантовой частицы, заключенной в одномерном сосуде. Часто эти значения изображают в виде отрезков прямой линии, перпендикулярных оси энергии и называемых энергетическими уровнями системы. Они образуют дискретный, а не непрерывный набор, как было в механике Ньютона. Самый низкий уровень не равен нулю, что представляет собой исключительно важное квантовое явление.

пульса и длины волны являются разрешенными. Возможные значения энергии составляют дискретный набор, перекрывающий лишь небольшую часть значений энергии, разрешенных механикой Ньютона. Аналогичные результаты, несколько отличающиеся в количественном отношении, получаются и в случае частицы, заключенной в трехмерном сосуде, и в случае частицы, заключенной в сосуде, стенки



Ф и г. 103. Если стенки не являются непроницаемыми, то волновая функция не обращается в нуль при $x = 0$ и $x = \ell$. Однако и в данном случае решения — стоячие волны с одним, двумя, тремя и т. д. узлами. Конечно, точное положение уровней энергии отличается от положения уровней в случае абсолютно твердых стенок, однако качественные свойства, такие как дискретность уровней и связь между числом узлов и числом уровней, остаются прежними. Далее, волновые функции вне стенок быстро спадают до нуля по мере удаления от них.

которого не являются абсолютно твердыми, и, наконец, в случае частицы, находящейся в потенциальной яме, характерной для водородного атома (фиг. 103). В этом, согласно теории Шредингера, и состоит причина дискретных уровней в атоме Бора и вообще в любой связанной квантовомеханической системе.

Пример 1. Движение частицы с массой 0,5 г ограничено линией, длина которой 1 см. Разрешенные энергии частицы

$$E = \frac{h^2 n^2}{8m l^2} \approx 10^{-53} n^2 \text{ эрг}, \quad n = 1, 2, \dots \quad (39.10)$$

Скорость частицы на наинизшем уровне равна примерно $6 \cdot 10^{-27}$ см/с, т. е. она фактически неподвижна. Электрон же, масса которого $9,1 \cdot 10^{-28}$ г и движение которого ограничено линией длиной 10^{-8} см, имеет разрешенные энергии

$$E \approx 5 \cdot 10^{-11} n^2 \text{ эрг},$$

при этом скорость электрона в основном состоянии будет порядка 10^8 см/с.

Длина волны частицы с энергией E и массой m

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2mE}}. \quad (39.11)$$

Если частица — электрон с энергией 1 эВ, то

$$\lambda \approx \frac{6,6 \cdot 10^{-27}}{\sqrt{2 \cdot 9 \cdot 10^{-28} \cdot 1,6 \cdot 10^{-12}}} = 1,2 \cdot 10^{-7} \text{ см}.$$

Частица же с массой 1 г, движущаяся со скоростью 1 см/с, обладает длиной волны

$$\lambda = \frac{h}{mv} = 6,6 \cdot 10^{-27} \text{ см}. \quad (39.12)$$

Пример 2. Движение шарика от подшипника с массой 1 г ограничено линией длиной 10 см. Как изменится скорость шарика при переходе его с основного квантового уровня на следующий?

$$p = mv = \frac{h}{2l} n, \quad v = \frac{h}{2lm} n. \quad (39.13)$$

Когда n изменяется с 1 на 2,

$$\begin{aligned} \text{изменение скорости } v &= \frac{h}{2lm} (2 - 1) = \frac{h}{2lm} \approx \\ &\approx \frac{6,6 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{с}}{2 \cdot 10 \text{ см} \cdot 1 \text{ г}} = 3,3 \cdot 10^{-28} \text{ см/с}. \end{aligned}$$

Заметить это изменение скорости совершенно невозможно. Следовательно, если на шарик действует сила, он будет плавно двигаться в соответствии с ньютоновскими законами, и никаких «скачков» скорости мы не обнаружим. Если же вместо шарика мы имеем электрон, движение которого ограничено атомной «линией» длиной 10 см, то

$$\text{изменение скорости } v \approx \frac{6,6 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{с}}{2 \cdot 10^{-8} \text{ см} \cdot 9,1 \cdot 10^{-28} \text{ г}} \approx 3,6 \cdot 10^8 \text{ см/с},$$

что составляет весьма ощутимую величину.

40

ЧТО ТАКОЕ ВОЛНА ДЕ БРОЙЛЯ

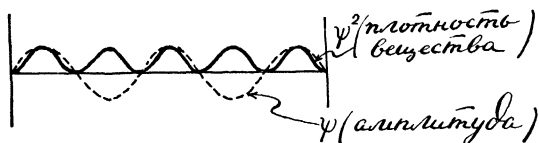
Не удивительно, если даже сейчас смысл волн, связанных с веществом, вызывает иногда некоторое ощущение неясности. В начале же двадцатых годов это ощущение было всеобщим.

Проблема возникла сначала для света. После Юнга и Френеля свет стали считать волной. Фундаментальное свойство волн — их способность интерферировать: впадина может погасить горб, один луч света может уничтожить другой. Трудно представить себе частицу, которая обладала бы таким свойством. Однако к началу двадцатых годов с появлением кванта Планка, фотона Эйнштейна и модели атома Бора стало ясно, что при передаче энергии или импульса поведение света во многом сходно с поведением частицы, несмотря на его типично волновые свойства, проявляющиеся при интерференции и дифракции. Возможно, после работ де Бройля и Шредингера ситуация стала более симметричной, но ощущение неясности после этого нисколько не уменьшилось. Ведь теперь не только свет следовало рассматривать иногда как волну, а иногда как частицу, но и само вещество — этот последний носитель атомарных, корпускулярных свойств, атомы Демокрита, Гассенди и Ньютона — стало обладать некой таинственным образом связанной с ним волной.

Однако физики двадцатых годов подобно скульптору, чувствующему, под каким углом следует держать свой резец, художнику, знающему, как смешиваются те или иные краски на палитре, вообще любому мастеру, интуитивно чувствующему свое искусство, но не умеющему передать свои ощущения на словах, стали произвольно рассматривать свет или вещество как волны в явлениях дифракции и интерференции и как частицы в явлениях излучения, поглощения или передачи энергии. «Принято считать», «вынуждены считать», «следует из опыта» — вот те выражения, которыми пользовались физики тогда. Это была работа, требовавшая искусства и мастерства. Вряд ли она была логически обоснованной, так как основные постулаты не были еще определены. И даже после длительных (и, как это сейчас видно, ошибочных) дискуссий о волнах и частицах ситуация нисколько не прояснилась. Создавалось впечатление, что свет или вещество иногда ведут себя как частицы, а иногда как волны, а это противоречило одно другому. Как раздраженно писали в то время, свет (или вещество) является порой частицей, а порой волной.

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ШРЕДИНГЕРА: ПЛОТНОСТЬ ВЕЩЕСТВА

Вероятно, наиболее естественной интерпретацией волны, связанной, согласно Шредингеру и де Бройлю, с электроном, является утверждение (принадлежащее Шредингеру), что волновая функция характеризует плотность вещества. При такой интерпретации считается, что масса и заряд электрона не сконцентрированы в точке, а размазаны по некоторому объему в пространстве, причем количества массы и заряда в данной точке пропорциональны квадрату волновой функции¹⁾ (фиг. 104). (Такую интерпретацию допускает именно ψ^2 , а не са-

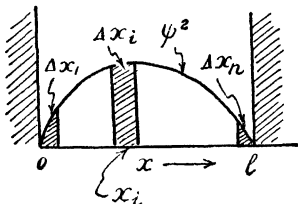


Фиг. 104. Одна из интерпретаций волновой функции.

ма волновая функция ψ , так как ψ^2 всегда больше нуля, в то время как ψ может быть и отрицательной величиной. Количество вещества в некоторой области пространства может обратиться в нуль, однако интерпретировать отрицательную величину количества вещества весьма затруднительно.)

Отсюда вытекает требование, чтобы полная площадь под кривой зависимости ψ^2 от x равнялась массе электрона, так как ясно, что, если сложить все электронное вещество, распределенное по некоторому объему, мы должны получить количество вещества, соответствующее массе электрона.

На фиг. 105 изображен график квадрата волновой функции частицы, заключенной между двумя абсолютно твердыми стенками и находящейся в основном состоянии.



Если считать, что ψ^2 характеризует плотность вещества, то количество вещества, приходящееся на интервал Δx_i около точки x_i , равно (заштрихованная область на фиг. 105)

$$\psi^2(x_i)\Delta x_i.$$

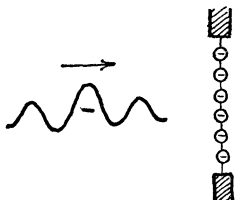
Фиг. 105.

В интервалах, расположенных вблизи стенок, количество вещества мало, так как величина ψ^2 здесь тоже мала. Полное количество

¹⁾ По чисто техническим соображениям принято, что волновая функция является в общем случае комплексным числом. Произведение такого числа на сопряженное, $\psi\psi^*$, всегда больше нуля. Если волновая функция — действительное число, то $\psi\psi^* = \psi^2$. Мы будем рассматривать только такие случаи, для которых волновая функция — действительное число.

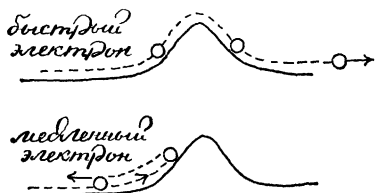
вещества должно равняться массе электрона. Таким образом, площадь под кривой $\approx \psi^2(x_1)\Delta x_1 + \dots + \psi^2(x_n)\Delta x_n = m$.

В разобранный выше случае плотность электронного вещества мала вблизи стенок сосуда и велика в центре. Таким образом, если бы нам удалось провести измерение (повторяю: *если бы нам удалось провести измерение*), мы обнаружили бы, что электрон в основном сосредоточен в центре, а вблизи стенок находится малая доля его вещества. Такую интерпретацию нельзя считать в корне неправильной. Однако она имеет одно такое диковинное следствие, что приходится от этой интерпретации отказаться.



Фиг. 106.

Представим (фиг. 106), что электрон, или связанная с ним волна, приближается к препятствию, скажем слабому силовому полю, вызванному определенным количеством отрицательных зарядов. Допустим, что эти отрицательные заряды жестко связаны с каким-нибудь тяжелым телом, так что их можно считать неподвижными. На электрон, движущийся слева направо, будет действовать отталкивающая сила со стороны отрицательных зарядов. С классической точки зрения движение электрона полностью определено. Если он движется



Фиг. 107.

достаточно быстро (его энергия достаточно велика), электрон пройдет через препятствие и будет продолжать двигаться вправо; если же его энергия недостаточно велика, электрон отразится и начнет двигаться влево (фиг. 107).

Представим себе небольшой шарик, вкатывающийся без скольжения на бугор, форма которого изображена на фиг. 108. Пусть $V(x) = mgx$ (гравитационная потенциальная энергия), где x — высота места нахождения шарика над поверхностью Земли. Тогда

$$E = \frac{1}{2}mv^2 + mgx.$$

Если шарик начал двигаться слева направо с поверхности Земли ($x=0$) со скоростью $v=v_0$, то

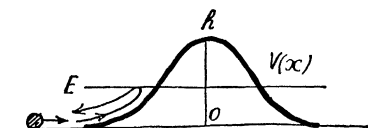
$$E = \frac{1}{2}mv_0^2.$$

Если

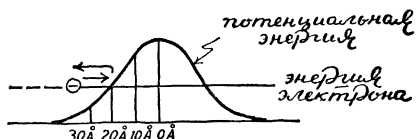
$$h > \frac{1}{2} \frac{v_0^2}{g},$$

шарик не закатится вверх.

Классический электрон не может пройти через препятствие, если его энергия меньше электростатической потенциальной энергии в



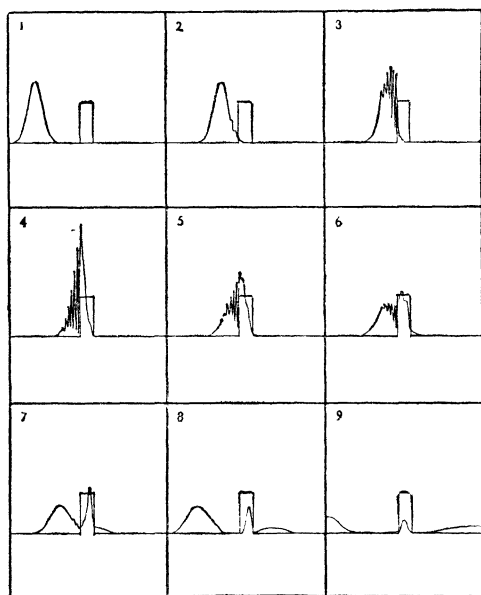
Фиг. 108.



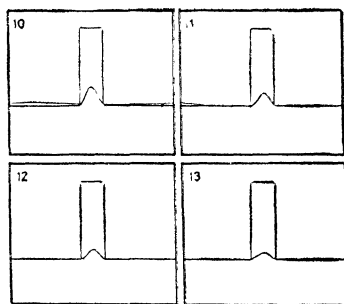
Фиг. 109.

центре препятствия. На фиг. 109 изображен случай, когда вся кинетическая энергия электрона превратилась в потенциальную, в то время как сам электрон находится на расстоянии 20 Å от центра препятствия.

Однако, если для такой же ситуации воспользоваться решением уравнения Шредингера, то мы получим следующую типично волновую



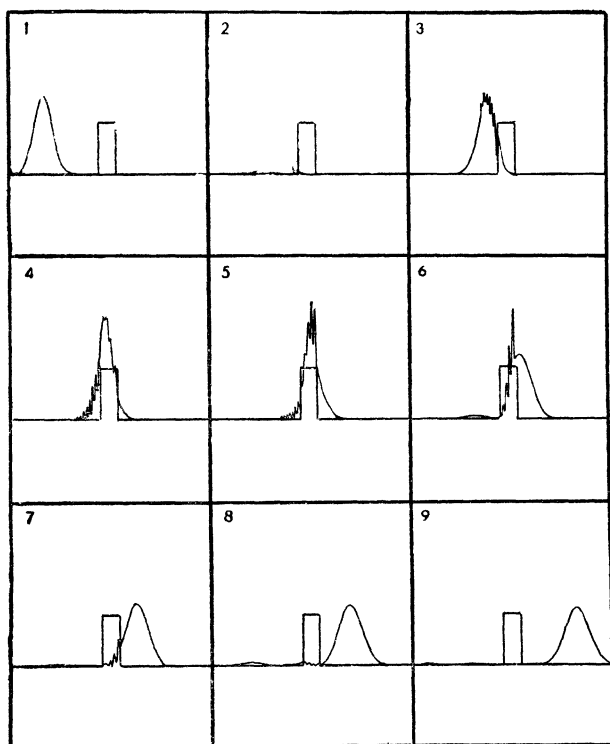
а)



б)

Фиг. 110. Здесь показано поведение точного решения уравнения Шредингера в случае, когда волна, связанная с частицей, набегают на преграду. а) Часть волны проникает сквозь преграду и продолжает двигаться вправо, другая часть отражается; средняя энергия волны равна высоте барьера. б) Спадание той части волновой функции, которая прошла через преграду (взято из [1]).

картину. Часть материальной волны проходит через препятствие и продолжает двигаться вправо. Другая ее часть отражается и движется влево (фиг. 110 и 111). (Полученные решения не сильно отличаются от

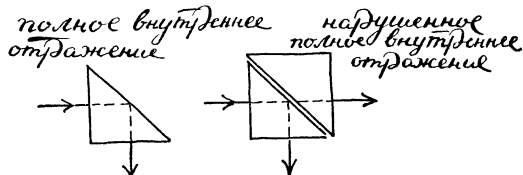


Ф и г. 111. Эта волна почти полностью проникла сквозь преграду. Ее средняя энергия равна удвоенной высоте барьера (взято из [1]).

тех картинок, которые мы наблюдали ранее при изучении поведения одномерной волны на границе между легкой и более тяжелой пружинами.)

Аналогичный эффект наблюдается в явлении, впервые обнаруженном Ньютоном и получившем название *нарушенного полного внутреннего отражения*. Полное внутреннее отражение происходит в том случае, когда луч света падает на границу раздела под углом, превышающим критический угол, и когда вторая среда менее плотная, чем среда, в которой распространяется свет. Если теперь к границе раздела приблизить другой кусок более плотного вещества, то полное внутреннее отражение «нарушится» и часть света пройдет во второй кусок (фиг. 112). Чем меньше расстояние между двумя призмами и чем мень-

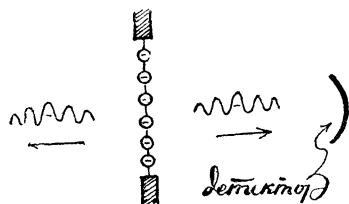
ше различаются они по плотности, тем больше света начнет проходить. В данном случае пространство между призмами действует как препятствие для света. В пределе, когда препятствие имеет бесконечную ширину (вторая призма отсутствует), весь свет отражается. Когда же призмы касаются друг друга (препятствия нет), весь свет



Фиг. 112.

проходит или, если можно так выразиться, продолжает двигаться по инерции. Между этими двумя предельными случаями наблюдаются как отраженный, так и преломленный свет.

Результат получился занятный. Он еще раз показал, что волна, связанная с электроном, ведет себя подобно любой другой волне. Одномерная волна в пружине при приходе на границу раздела частично отражается и частично проходит. Такое поведение в случае пружины не вызывает никаких проблем. Оно не вызывает никаких технических



Фиг. 113.

проблем и при решении уравнения Шредингера. Однако интерпретация такого поведения волны весьма затруднительна. Дело в том, что если считать квадрат волновой функции плотностью электронного вещества, то полученный результат будет означать, что электрон разделился: часть его массы прошла через препятствие, а другая часть отразилась. Если теперь справа от препятствия поместить какой-нибудь детектор (фиг. 113), то этот детектор как будто бы должен зафиксировать только ту часть массы и заряда электрона, которая прошла через препятствие. Иными словами, мы должны были бы измерить величины массы и заряда, составляющие доли от массы и заряда электрона. Но это противоречит всем известным экспериментальным наблюдениям¹⁾. Никто еще никогда не наблюдал, что электрон делится на две, три или четыре части; он всегда обладает зарядом $-e$ и массой m . Именно это обстоятельство не позволяет истолковывать квадрат волновой функции как плотность распределения массы и заряда электрона.

¹⁾ Если действительно осуществить описанный здесь опыт, то мы получим, что детектор будет иногда фиксировать приход электрона, а иногда нет. Но всегда, когда электрон будет попадать в детектор, его масса и заряд окажутся равными m и $-e$.

ВЕРОЯТНОСТНАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ

Рассмотренный пример заставил Макса Борна выдвинуть свою интерпретацию волновой функции, следствия которой оказались чрезвычайно далеко идущими. Позднее Борн писал:

«И снова руководящей явилась идея Эйнштейна. Он пытался сделать понятным дуализм частиц (квантов, или фотонов) и волн, интерпретируя квадрат амплитуд оптических волн как плотность вероятности появления фотонов. Эту идею можно было немедленно распространить на ψ -функцию: $|\psi|^2$ должна представлять плотность вероятности для электронов (или других частиц). Утверждать это было легко, но как это можно было доказать?» [2].

В настоящее время вероятностная интерпретация волновой функции, развитая Борном, является общепринятой. Квадрат волновой функции ψ^2 характеризует плотность вероятности¹⁾. Частица с большей вероятностью находится в том месте, где ее волновая функция велика, и с меньшей вероятностью там, где ее волновая функция мала. Мы снова оперируем с ψ^2 , а не с ψ , поскольку ψ может быть отрицательной величиной, а интерпретировать отрицательную вероятность весьма сложно. Из такой интерпретации вытекает требование, чтобы полная площадь под кривой зависимости ψ^2 от x равнялась единице. Это требование означает, что электрон обязательно находится в каком-то месте пространства, а такое «событие» считается достоверным.

Снова рассмотрим случай, когда частица, заключенная между двумя абсолютно твердыми стенками, находится в основном состоянии (фиг. 114). Если считать ψ^2 плотностью вероятности, то вероятность нахождения частицы в интервале Δx_i равна

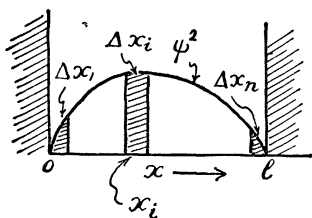
$$\psi^2(x_i)\Delta x_i.$$

Вероятность нахождения частицы вблизи стенок мала, так как величина ψ^2 в этих местах тоже мала.

Полная вероятность должна равняться единице (поскольку мы считаем, что частица обязательно находится где-то между этими стенками). Следовательно,

$$\text{площадь под кривой} \approx \psi^2(x_1)\Delta x_1 + \dots + \psi^2(x_n)\Delta x_n = 1.$$

Отсюда вытекает общее условие, согласующееся с вероятностной интерпретацией, что полная площадь под кривой равна единице.



Фиг. 114.

¹⁾ Снова заметим: правильно говорить о квадрате только в том случае, когда волновая функция — действительное число. Мы рассматриваем только такие случаи.

Эксперимент с электроном, налетающим на препятствие, объясняется теперь следующим образом. Мы принимаем, что электрон начинается двигаться слева, и его волновая функция до соприкосновения с препятствием тоже находится слева. После столкновения с препятствием часть волновой функции отражается, а часть проходит через него. Квадрат прошедшей части волновой функции (волновой функции справа от препятствия), просуммированный по всей области справа, характеризует вероятность того, что электрон проник сквозь препятствие, а квадрат отраженной части волновой функции — вероятность того, что электрон отразился от него¹⁾. На вопрос: попадет ли электрон в детектор? — мы отвечаем: вероятность попадания электрона в детектор равна площади той части возведенной в квадрат волновой функции, которая прошла направо. Когда же электрон действительно попадает в детектор, то он обладает полной массой и полным зарядом.

Отдельный электрон может попасть в детектор, а может и не попасть. Если же в сторону препятствия движется большое количество электронов — либо эксперимент с единичным электроном повторяется многократно, либо в сторону препятствия было одновременно выпущено много электронов, — то картина, выглядевшая вначале случайной, будет становиться все более регулярной. Часть электронов пройдет через препятствие и попадет в детектор, остальные же отразятся. Но каждый из электронов будет нести полную массу и заряд.

Вероятностная интерпретация волновой функции исключает необъяснимое «расщепление» электрона на части. Однако мы теперь не в состоянии ни сказать, где в действительности находится электрон, ни предугадать, попадет или нет в детектор определенный электрон. Можно только утверждать, например, что вероятность попадания электрона в детектор равна одной пятой, вероятность же отражения его от препятствия — четырем пятым. Мы возражаем: «Но ведь это игра в рулетку. Неужели лучшего нельзя достигнуть?» Ответ на это возражение, согласующийся с квантовой теорией и вероятностной интерпретацией, однозначен: нет, лучшего достигнуть нельзя.

Подобно горной цепи, разделяющей континент на две части и питающей водой ту или иную его половину, вероятностная интерпретация отделяет квантовую теорию от всей физики, которая предшествовала ей. В классической теории, основы которой были заложены в работах Декарта и Ньютона, имели дело с движением осязаемых частиц — твердых, обладающих массой и неделимых, положение которых в пространстве всегда четко определено. Суть теории Ньютона состоит в следующем: если заданы положение и скорость частицы в

¹⁾ Вероятность достоверного события равна по определению единице. Например, вероятность того, что при подбрасывании монеты выпадет орел или решка, равна единице. Вероятность выпадения орла равна $1/2$, т. е. орел будет выпадать примерно в половине случаев. На столе для игры в рулетку имеется 37 чисел: 0, 1, ..., 36. Вероятность останова шарика у какой-то цифры равна $1/37$, т. е. в одном из 37 случаев шарик остановится у этой цифры. Однако всякий, кто играл в рулетку, знает, что от этой цифры бывают отклонения в обе стороны.

какой-то момент времени и заданы силы, действующие на эту частицу, то положение частицы в любой последующий момент времени строго определено и всегда может быть вычислено. Классическим примером такого утверждения служит движение планет вокруг Солнца. Задаваясь силой тяготения и законами движения Ньютона, мы можем рассчитать орбиты планет для любого момента времени как в будущем, так и в прошлом. Можно предсказать затмение Солнца, которое случится через 25 столетий, т. е. найти особое взаимное расположение Земли, Луны и Солнца через 25 веков после момента вычисления, а можно установить и точное время затмения, происшедшего 25 веков назад. Используя результаты вычисления «обратного» движения планет и их спутников, можно устанавливать даты исторических событий.

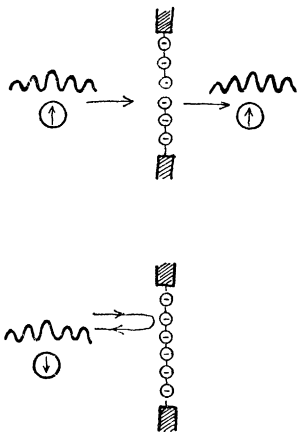
Именно такую возможность для частиц и отрицает квантовая механика. Если бы Солнце, Луна и Земля вели себя как квантовые частицы (согласно современным представлениям они действительно так себя ведут, но величина квантовых эффектов для таких тел слишком мала, чтобы их можно было заметить), то единственное, что мы смогли бы сказать, это то, что вероятность затмения Солнца, т. е. особого взаимного расположения Солнца, Луны и Земли, которое произошло, скажем, 5 или 25 веков назад, равна либо одной трети, либо одной второй, либо одной четверти. Таким образом, точная дата затмения или исторического события становится неизвестной. Именно это обстоятельство вызывает наибольший протест. Нет никаких причин заранее считать, что все в мире можно предсказать с абсолютной определенностью или даже с некоторой вероятностью. Тем не менее представление о существовании законов, управляющих движением и носящих детерминированный характер, прочно укоренилось в нас; оно с успехом использовалось по крайней мере со времен Ньютона и подразумевалось во многих более ранних трудах. Новая идея пришлась многим не по душе. Эйнштейн возражал, говоря, что «бог не играет с миром в кости». Сам Шредингер так и не принял статистическую интерпретацию. Как-то он укорял Макса Борна за то, что тот продолжал утверждать, будто вероятностная интерпретация является общепринятой, хотя, по мнению Шредингера, с ней не согласны, помимо него самого, Эйнштейн, Планк, де Бройль и другие. («Ты знаешь, Макс, что я очень люблю тебя и ничто не может изменить это; тем не менее я должен устроить тебе основательную взбучку...»)

Самое удивительное в данной ситуации состоит в том, что сама волновая функция является полностью определенной. Если в какой-то момент времени заданы волновая функция системы и силы, действующие на нее, то с помощью уравнения Шредингера можно найти точный вид волновой функции в любой последующий момент времени. Все дело в том, что волновая функция, несущая согласно квантовой механике всю возможную информацию, не содержит в полной мере того, что мы привыкли ожидать. В результате нам кажется, что вместо реализации четко организованного плана мы вынуждены играть в лотерею. Но мы знаем, что математическая структура теории (соот-

ношение между постулатами и теоремами или между самими теоремами) часто оказывается наиболее важным элементом этой теории. Случается, что интерпретация теории меняется, а структура ее соотношений и согласие с действительностью остаются прежними. Например, интерпретация механики Ньютона существенно изменилась за последние два столетия. Тем не менее структура ее соотношений, скажем соотношения между гравитационной силой и параметрами эллиптической орбиты, осталась неизменной.

ДРУГИЕ ВОЗМОЖНЫЕ ИНТЕРПРЕТАЦИИ

Возможно, в будущем будет найдена какая-то другая, отличная от вероятностной интерпретация волновой функции. Так, например, выдвигалось предположение, что электрон обладает какой-то неизвестной нам внутренней структурой, поэтому, как и в статистической механике, в квантовой механике приходится считать, что переменные,



Фиг. 115.

описывающие эту структуру, распределены случайным образом. Чтобы сделать это более наглядным, вернемся к рассмотрению электрона, который иногда проходит через препятствие, а иногда нет. Условимся, что электрон обладает какой-то внутренней структурой, еще неизвестной нам и которую мы (с нашим скудным воображением) обозначим стрелкой (фиг. 115).

Если, например, стрелка смотрит вверх, то пусть электрон проходит через препятствие. Если же она направлена вниз, то пусть электрон отражается. Далее рассуждение опирается на то, что нам неиз-

вестны положения стрелок. (Мы достаточно скромны, чтобы признать существование вещей, еще неизвестных нам.) Волновая функция является просто прикрытием отсутствующих у нас знаний, заменяя точное знание положения стрелок статистическим утверждением, подобно тому как, например, статистическая механика заменяет точное знание положений и импульсов 10^{23} частиц статистическим утверждением, касающимся среднего поведения системы. Иными словами, квантовая механика дает нам статистическое утверждение только потому, что она не является полной; она станет таковой только тогда, когда будут найдены положения «стрелок», характеризующих внутреннюю структуру частиц.

Следует подчеркнуть, что теорию подобного рода еще никому не удавалось довести до конца. Предположение о наличии «стрелок»

приводит к дополнительным трудностям, связанным с локализацией эффектов внутренней структуры и т. д. Тем не менее нельзя заранее отрицать, что теория такого рода или какая-то иная теория будет в конце концов создана и сделает ненужной вероятностную интерпретацию. Сейчас мы можем лишь утверждать, что такой теории пока нет, что статистическая интерпретация оказалась исключительно полезной и успешной и что в настоящий момент нет никаких экспериментальных данных, вынуждающих нас искать объяснение вероятностной интерпретации.

Трудно бывает решить, стоит или не стоит искать более «глубокое» объяснение для того или иного явления. Так, например, вряд ли была полезной попытка Максвелла интерпретировать электромагнитное поле с помощью механической модели — зубчатых колес и т. д. Дело в том, что механическая интерпретация менее фундаментальна, чем само понятие поля, — в результате это понятие стало со временем главным, а механическая интерпретация — второстепенной, или исчезла совсем.

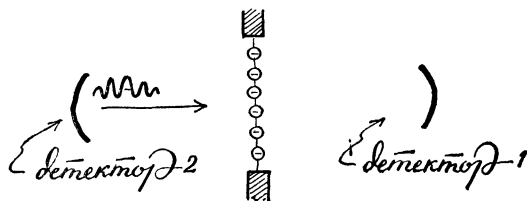
С другой стороны, кинетическая теория газов представляет собой прекрасный пример, где механическая интерпретация оказалась исключительно успешной. В этой теории вместо того, чтобы рассматривать температуру, объем и давление газа как первичные понятия, вводится предположение, согласно которому газ состоит из механических объектов, т. е. твердых шариков, обладающих массой. Если затем применить к этим шарикам законы движения Ньютона, то можно получить такие величины, как температура, давление и энтропия, и вывести соотношения между ними, согласующиеся с экспериментом. Имея независимые данные, свидетельствующие о существовании атома, мы достигли согласованности теории, чего не было бы, считай мы теплоту и температуру первичными понятиями. А поскольку мы всегда предпочитаем создавать картину мира, пользуясь как можно меньшим числом понятий, следует признать, что кинетическая теория газов является весьма удачной попыткой такого рода.

Сейчас трудно сказать, является ли полезной попытка интерпретировать волновую функцию, вводя какие-то более глубокие понятия, или эта попытка излишня и саму волновую функцию следует считать основным понятием, более фундаментальным, чем любая предложенная нами интерпретация. Не ясно даже, стоит ли задаваться такого рода вопросом. Если в будущем (под давлением данных о внутреннем строении частиц) нам придется изменить структуру квантовой механики, то «автоматически» появится и новая интерпретация.

Одно из положений классического принципа причинности состоит, очевидно, в том, что «одинаковые причины вызывают одинаковые следствия». Если все причины известны и они одинаковы, то их эффекты тоже окажутся одинаковыми. В квантовой механике это положение, по-видимому, нарушается. Рассмотрим электрон, движущийся в направлении препятствия (фиг. 116). В классическом случае электрон либо

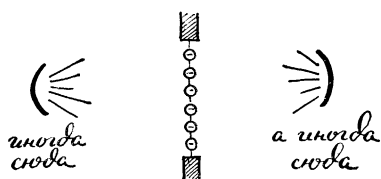
пройдет через препятствие и попадет в детектор 1, либо отразится от препятствия и попадет в детектор 2. Если задана начальная энергия электрона, то всегда можно предсказать, какое из этих двух событий произойдет.

В квантовой же механике, как мы уже видели, можно лишь вычислить вероятности попадания электрона в детекторы 1 и 2. Это означает, что, если заданы все причины (вид волновой функции электрона при $t=0$ и силы, действующие на электрон со стороны препятствия), то эффекты не всегда оказываются одинаковыми. Сблазнительно сказать,



Ф и г. 116.

что не все причины известны (т. е. волновая функция *не* содержит всей информации; имеются еще внутренние переменные), однако мы ничего не знаем об этих неизвестных причинах. Если же мы согласимся теперь, что все доступные нам причины известны, то мы будем вы-



Ф и г. 117.

нуждены согласиться и с утверждением, что одинаковые причины с точки зрения квантовой механики вызывают различные эффекты (фиг. 117).

Микроскопическое событие (приход электрона в детектор) можно различным образом усилить, чтобы наблюдать макроскопические эф-

фекты. Например, электрон, попадающий в детектор 1, включает установку, которая убивает кошку, сидящую в клетке; электрон же, попадающий в детектор 2, отключает эту установку. Если теперь мы заглянем в клетку, то обнаружим либо живую, либо мертвую кошку — это событие макроскопическое. (Пример с кошкой приписывают то Клейну, то Шредингеру.)

Хотя это событие является макроскопическим, его трудно назвать привычным. Если бы оно было таковым, мы вряд ли бы так легко согласились с утверждением, что «одинаковые причины вызывают одинаковые следствия». Рассмотренный случай представляет собой наглядный пример того, что данное утверждение является скорее соглашением, введенным для упорядочивания наших знаний о мире (что впервые отметил Дэвид Юм), чем свойством самих явлений природы¹⁾.

¹⁾ Согласно марксистско-ленинской теории познания, наши знания носят объективный характер и, стало быть, определяются свойствами самих явлений природы.—
Прим. ред.

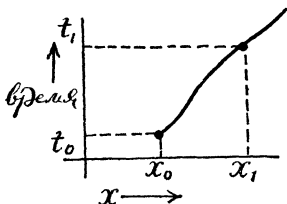
41

О ВНУТРЕННЕЙ СОГЛАСОВАННОСТИ
КВАНТОВОМЕХАНИЧЕСКОЙ ТОЧКИ ЗРЕНИЯ

ГДЕ НАХОДИТСЯ КВАНТ?

Если вы любите парадоксы, то сейчас вы получите их в избытке. Интерпретация связанной с частицей волны как амплитуды вероятности приводит к результатам, кажущимся весьма необычными и странными, к результатам, которые поражают наш разум и смущают наши глаза и уши. Но не является ли наше изумление просто разочарованием в наших ожиданиях? А что представляют собой наши ожидания? Классическая теория движения, столь успешная при описании приливов и движений планет, оказывается абсолютно неверной, когда мы экстраполируем ее на область явлений, разыгрывающихся на расстояниях порядка 10^{-8} см и для масс порядка 10^{-27} г. Здесь отчетливо проявляются волновые свойства частиц, и вероятностная интерпретация дает результаты, отличающиеся от тех, к которым мы привыкли в повседневной жизни.

Вероятно, самым удивительным и наиболее горячо обсуждаемым является вопрос об определенной ограниченности наших знаний в отношении тех вещей, которые с классической точки зрения всегда считались познаваемыми до конца.



Фиг. 118. В момент t_0 классическая частица находится в точке x_0 . В более поздний момент t_1 она находится в точке x_1 . Между этими точками частица описала определенную траекторию, двигаясь с некоторой определенной скоростью.

Классическое описание движения содержит в себе скрытое предположение о том, что те элементарные корпускулы, из которых состоит наш мир, эти идеализированные бильярдные шары — твердые, массивные и неделимые (при этом нам совершенно безразлично, гладкие они или шершавые, окрашены они в желтый цвет или в голубой) — занимают определенное положение в пространстве. В любой момент времени можно сказать, где они находятся, с какой скоростью они движутся и какой путь прошли до этого. Основная задача классической физики и состоит в определении траектории частицы при известной системе сил, приложенных к ней (фиг. 118).

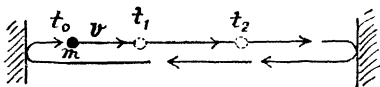
Классическая частица с массой m , на которую не действуют силы, движущаяся со скоростью v и заключенная между двумя стенками,

продолжает в соответствии с законом инерции двигаться равномерно по прямой линии до соударения со стенкой. После соударения со стенкой она отражается (упруго) и движется в обратном направлении с той же скоростью; положение частицы можно всегда определить (фиг. 119).

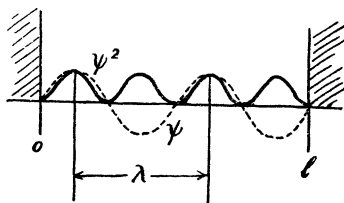
В квантовой механике та же частица с массой m , если мы считаем ее скорость заданной, связана с периодической волной, максимумы которой расположены на расстоянии

$$\lambda = \frac{h}{mv} \quad (41.1)$$

друг от друга и повторяются несколько раз вдоль прямой линии, соединяющей одну стенку сосуда с другой (фиг. 120). Если теперь спросить, где же находится квантовая частица, то мы получим следующий



Фиг. 119.



Фиг. 120.

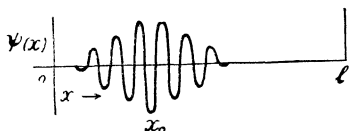
ответ: вероятность ее нахождения в какой-то точке между стенками определяется квадратом волновой функции. В примере, изображенном на фиг. 120, вероятность имеет максимальные и минимальные значения, периодически повторяющиеся от одной стенки к другой. Вряд ли мы можем теперь утверждать, что частица находится в точке x_0 в момент t_0 или в точке x_1 в момент t_1 и т. д. Характер волновой функции частицы, обладающей заданным импульсом, таков, что эта частица может в любой момент времени находиться с равной вероятностью в нескольких точках пространства. Можно утверждать, что импульс частицы равен mv , но говорить, что она действительно движется от одной точки к другой, уже нельзя. Такая ситуация выглядит довольно странной с классической точки зрения. Если отвлечься от твердости и массивности бильярдного шара, то, пожалуй, единственное, что абсолютно очевидно при игре в бильярд, состоит в том, что в любой момент времени бильярдный шар находится в определенном месте на столе. Мы видим это собственными глазами, поражаясь иногда той траектории, которую описывает шар после удара искусного игрока.

Приведенный пример вовсе не означает, что квантовая частица вообще не может быть локализованной в некотором объеме (это утверждение может показаться еще более странным, чем предыдущее). Частица может считаться локализованной, если связанная с ней волновая функция локализована в некотором объеме, как, например, на фиг. 121 или 122.

Импульс этой квантовой частицы, локализованной в окрестности точки x_0 , можно определить с помощью формулы де Бройля

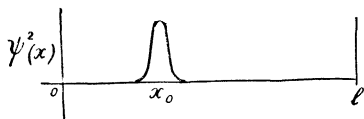
$$p = \frac{h}{\lambda}. \quad (41.2)$$

Но чему равна длина волны такой волновой функции? Ясно, что она не может характеризоваться какой-то одной длиной волны. Единственной



Ф и г. 121.

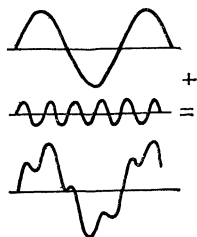
волновой функцией, обладающей одной длиной волны, является периодическая функция, повторяющаяся вдоль линии, соединяющей стенки сосуда. Волновые же функции, изображенные на фиг. 121 и 122, можно представить в виде суммы большого числа периодических волновых



Ф и г. 122. В момент t_0 квадрат этой волновой функции почти полностью локализован в точке x_0 . Стало быть, вероятность нахождения частицы в этой точке близка к единице (достоверности), в то время как вероятность обнаружения ее в любой другой точке практически равна нулю.

функций с различными длинами волн¹⁾. Поэтому, чтобы найти импульсы таких частиц, следует разложить соответствующие локализованные волновые функции на различные периодические функции, из которых эти локализованные функции состоят²⁾.

¹⁾ Как отмечалось при изучении волн в гл. 17, произвольную волну можно представить в виде суммы периодических волн с различными длинами волн. Этот результат совершенно не связан с квантовой теорией, а обусловлен только природой самих волн (фиг. 123).

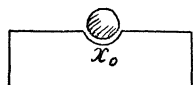


Ф и г. 123.

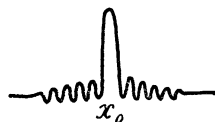
²⁾ Здесь используется то обстоятельство, что любое решение уравнения Шредингера можно представить в виде суммы других решений. Любая периодическая волна есть решение уравнения Шредингера. Следовательно, можно получить решение в виде локализованной волны, взяв сумму различных периодических волн. Однако, поскольку каждой периодической волне соответствует свое значение импульса, локализованной волне соответствует не одно, а большое количество значений импульса.

На вопрос, какие импульсы или какие длины волн следует приписать электрону (или кванту), если его положение строго локализовано в точке x_0 , следует ответить, что его волновая функция представляет собой сумму волн со всевозможными длинами. Таким образом, волновая функция, соответствующая локализованной в точке частице, состоит из суммы периодических волн, содержащей все волны — от самых длинных до самых коротких. С точки зрения квантовой механики это означает, что импульс частицы, локализованной в точке, может принимать с равной вероятностью любые значения от нуля до бесконечности.

Металлический шарик (классическая частица) может быть локализован в углублении на столе, так что он будет находиться в покое (фиг. 124). Таким образом, скорость шарика равна нулю, а его положение в пространстве точно известно. Квантовую частицу тоже можно



Ф и г. 124.



Ф и г. 125.

локализовать вблизи точки x_0 , однако со временем она не будет оставаться локализованной, так как волновая функция, локализованная в какой-то момент времени t_0 в точке x_0 (фиг. 125), начинает расплываться (скорость расплывания зависит, помимо других факторов, от массы частицы), и через некоторый (небольшой) промежуток времени она перестает быть локализованной (фиг. 126). Это расплывание никак



Ф и г. 126.

не соотносится с движением частицы в классическом смысле (частица для этого не только должна быть локализованной в какой-то точке, но и должна двигаться в определенном направлении с определенной скоростью). Расплывание связано с тем, что сам вакуум является для частиц диспергирующей средой¹⁾ — волны с различными длинами волн распространяются с разными скоростями, так как скорость кванта зависит от длины волны:

$$\lambda = \frac{h}{mv}. \quad (41.1)$$

¹⁾ Напомним, что для света диспергирующей средой является, в частности, обычное стекло. Показатель преломления стекла различен для красного и голубого цветов; в результате стеклянная призма расщепляет белый свет на отдельные цветовые составляющие.

Наиболее удивительный вывод, вытекающий из квантовой теории, состоит в том, что квантовая частица, хотя и обладает корпускулярным свойством дискретности, теряет тем не менее присущую классической частице способность одновременно занимать определенное положение в пространстве и иметь при этом определенную скорость. Иногда эту мысль выражают следующим образом: невозможно одновременно измерить положение и скорость квантовой частицы. Позднее мы убедимся, что это действительно так. Но невозможность таких измерений не является, вообще говоря, достаточным основанием отрицать, что частица может одновременно обладать определенным положением и скоростью, или, выражаясь более точно, что следовало бы отказаться от попытки создать теорию, в которой квантовая частица одновременно имела бы определенные положение и скорость. Проблема гораздо сложнее. Как мы уже видели, наша интерпретация волновой функции не позволяет приписывать ей, в классическом смысле, одновременных значений положения и импульса частицы. Если мы пытаемся записать волновую функцию при заданном значении импульса, то частица, с которой связана эта волновая функция, не занимает определенного положения в пространстве. Если же мы пытаемся записать функцию с учетом заданного положения в пространстве, то соответствующая частица не имеет определенного импульса. Таким образом, объекту, который с квантовой точки зрения содержит всю возможную информацию, нельзя одновременно приписать эти два классических свойства.

ПРИНЦИП НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ ГЕЙЗЕНБЕРГА

Хотя этот принцип и выглядит довольно странным, по своей сути он чрезвычайно прост. В квантовой теории, где положение объекта характеризуется квадратом амплитуды, а величина его импульса — длиной волны соответствующей волновой функции, этот принцип есть не что иное, как просто факт, характерный для волн: волна, локализованная в пространстве, не может иметь одну длину волны. Недоумение вызывается тем, что, говоря о частице, мы мысленно представляем ее классический образ, а затем удивляемся, когда обнаруживаем, что квантовая частица ведет себя не так, как ее классическая предшественница.

Если настаивать на классическом описании поведения квантовой частицы (в частности, если пытаться приписать ей как положение в пространстве, так и импульс), то максимальные возможные точности одновременного определения ее положения и импульса окажутся связанными между собой с помощью удивительно простого соотношения, впервые предложенного Гейзенбергом и получившего название принципа неопределенности:

$$\Delta p \cdot \Delta x \approx h, \quad (41.3)$$

где Δp и Δx — неточности, или неопределенности, значений импульса и положения частицы. Произведение неточностей импульса и положения

оказывается порядка величины постоянной Планка. В квантовой теории в отличие от классической невозможно одновременно локализовать квантовую частицу ($\Delta x = 0$) и приписать ей определенный импульс ($\Delta p = 0$). Поэтому такая частица не может обладать и траекторией в том же смысле, что классическая частица. Мы имеем в виду отнюдь не психологическую неопределенность. Эта неопределенность характеризует природу такого объекта, который не может одновременно обладать двумя свойствами — положением и импульсом; объекта, отдаленно напоминающего шторм в атмосфере: если он простирается на большие расстояния, то дуют слабые ветры; если же он сконцентрирован в небольшой области, то возникает ураган или тайфун.

Принцип неопределенности содержит в удивительно простой форме то, что было так трудно сформулировать, используя волну Шредингера. Если имеется волновая функция с заданной длиной волны или с заданным импульсом, то ее положение является полностью неопределенным, так как вероятности нахождения частицы в различных точках пространства равны между собой. С другой стороны, если частица полностью локализована, ее волновая функция должна состоять из суммы всех возможных периодических волн, так что ее длина волны или импульс оказываются абсолютно неопределенными. Точное соотношение между неопределенностями положения и импульса (которое получается непосредственно из волновой теории и не связано особым образом с квантовой механикой, так как оно характеризует природу любых волн — звуковых волн, волн на поверхности воды или волн, бегущих вдоль натянутой пружины) дается в простой форме принципом неопределенности Гейзенберга¹⁾.

Вспомним рассмотренную ранее частицу, одномерное движение которой происходило между двумя стенками, расположенными на расстоянии l друг от друга. Неопределенность положения такой частицы не превышает расстояния между стенками, так как мы знаем, что частица заключена между ними. Поэтому величина Δx равна или меньше l :

$$\Delta x \leq l. \quad (41.4)$$

Положение частицы, конечно, может быть локализовано в более узких пределах. Но если задано, что частица просто заключена между стенками, ее координата x не может выйти за пределы расстояния между этими стенками. Следовательно, неопределенность, или отсутствие

¹⁾ Если связать с квантом волновую функцию, локализованную в определенной области пространства, а затем спросить, какой импульс следует приписать этому кванту, то, поскольку величина импульса в теории Шредингера связана с длиной волны по формуле $p = h/\lambda$ и поскольку локализованная волна имеет не одну длину волны, а состоит из набора волн с различными длинами волн, с этим квантом связано не одно значение импульса, а целый набор значений, соответствующих различным длинам волн периодических волн, составляющих локализованную волну. Разброс значений импульса Δp (который можно получить из волновой теории) определяется из принципа неопределенности.

знания, ее координаты x не может превышать величину l . Тогда неопределенность импульса частицы больше или равна h/l :

$$\Delta p \geq \frac{h}{l}. \quad (41.5)$$

Импульс связан со скоростью по формуле

$$p = mv, \quad (41.6)$$

следовательно, неопределенность скорости

$$\Delta v = \frac{\Delta p}{m} \geq \frac{h}{ml}. \quad (41.7)$$

Если частица — электрон и расстояние между стенками равно 10^{-8} см, то

$$\Delta v \geq 7 \cdot 10^8 \text{ см/с}. \quad (41.8)$$

Таким образом, если частица с массой электрона локализована в области, размеры которой порядка 10^{-8} см, то говорить о скорости частицы можно лишь с точностью до $7 \cdot 10^8$ см/с.

Используя результаты, полученные ранее, можно найти соотношение неопределенности для волны Шредингера в случае частицы, заключенной между двумя стенками. Основному состоянию такой системы соответствует смесь в равных долях решений с импульсами

$$p \text{ и } -p.$$

(В классическом случае электрон мечется от стенки к стенке, причем его импульс, оставаясь все время равным по величине p , изменяет свое направление при каждом соударении со стенкой.) Так как импульс изменяется от p до $-p$, его неопределенность равна

$$\overset{p}{\longrightarrow} - \overset{-p}{\longleftarrow} = 2p \text{ (величина),}$$

или

$$\Delta p = 2p. \quad (41.9)$$

Из соотношения де Бройля

$$p = \frac{h}{\lambda}, \quad (41.2)$$

а для основного состояния

$$\lambda = 2l, \quad (41.10)$$

так что

$$\Delta p = 2p = \frac{2h}{\lambda} = \frac{h}{l}. \quad (41.11)$$

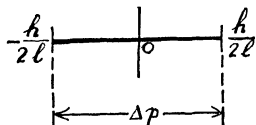
В то же время

$$\Delta x = l. \quad (41.12)$$

Следовательно,

$$\Delta p \cdot \Delta x = \frac{h}{l} l = h. \quad (41.13)$$

Этот результат можно использовать для оценки наименьшего значения энергии, которым может обладать квантовая система. Ввиду того что импульс системы — неопределенная величина, эта энергия



Фиг. 127.

в общем случае не равна нулю, что радикально отличает квантовую систему от классической. В классическом случае энергия рассматриваемой частицы совпадает с ее кинетической энергией, и когда частица постоит, эта энергия обращается в нуль, $E=0$. Для квантовой системы, как было показано выше, неопределенность импульса находящейся в системе частицы составляет

$$\Delta p \approx \frac{h}{\Delta x} \approx \frac{h}{l}. \quad (41.14)$$

Импульс такой частицы нельзя определить точно, так как возможные его значения лежат в интервале шириной h/l . Очевидно, если нуль лежит посередине этого интервала (фиг. 127), то импульс будет изменяться по величине в пределах от нуля до $h/2l$. Следовательно, минимальный возможный импульс, который можно приписать частице, равен в силу принципа неопределенности

$$p = \frac{h}{2l}. \quad (41.15)$$

При меньших значениях импульса принцип неопределенности нарушится. Энергию, соответствующую этому импульсу,

$$E = \frac{p^2}{2m} = \frac{1}{2m} \frac{h^2}{4l^2}, \quad (41.16)$$

можно сравнить с наименьшей энергией, величину которой мы вычислили с помощью уравнения Шредингера, подбирая подходящую стоячую волну между стенками сосуда:

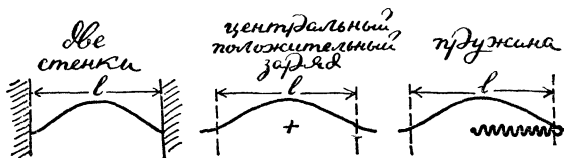
$$E_0 = \frac{1}{2m} \frac{h^2}{4l^2}. \quad (41.17)$$

Ценность полученного результата состоит не в численном согласии, а в том, что нам удалось провести грубую оценку величины минимальной энергии, используя лишь принцип неопределенности. Кроме того, нам удалось понять, почему минимальное значение кинетической энергии квантовомеханической системы (в отличие от классической системы) никогда не равно нулю. Соответствующая классическая частица, заключенная между стенками, обладает нулевой кинетической

энергией, когда она находится в покое. Квантовая же частица не может покоиться, если она захвачена между стенками. Ее импульс или скорость существенно неопределенны, что проявляется в увеличении энергии, причем это увеличение в точности совпадает с тем значением, которое получается из строгого решения уравнения Шредингера.

Этот весьма общий результат имеет особенно важные следствия в том разделе квантовой теории, который соответствует классической кинетической теории, т. е. в квантовой статистике. Широко известно, что температура системы, как утверждает кинетическая теория, определяется внутренним движением составляющих систему атомов. Если температура квантовой системы высока, то нечто весьма похожее на это действительно имеет место. Однако при низких температурах квантовые системы не могут прийти к абсолютному покою. Минимальная температура соответствует наинизшему из возможных состояний данной системы. В классическом случае все частицы находятся в покое, а в квантовом — энергия частиц определяется из выражения (41.17), что не соответствует покою частиц.

Из всего сказанного может создаться впечатление, что мы уделяем слишком много внимания электронам, заключенным между двумя стенками. Наше внимание к электронам вполне оправдано. А к стенкам? Если проанализировать все рассмотренные ранее случаи, то можно убедиться в том, что вид силовой системы, будь то сосуд или что-нибудь иное, удерживающей электрон в ограниченной области пространства, не так уже существен. Две стенки, центральная сила



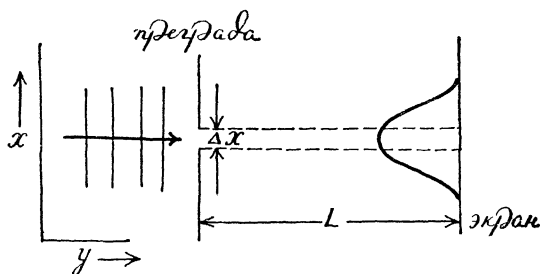
Фиг. 128.

или различные препятствия (фиг. 128) приводят к примерно одинаковым результатам. Не столь уж важен вид конкретной системы, которая удерживает электрон. Гораздо важнее, что электрон вообще захвачен, т. е. его волновая функция локализована. В результате эта функция представляется в виде суммы периодических волн и импульс частицы становится неопределенным, причем

$$\Delta p \cdot \Delta x \approx h. \quad (41.18)$$

Проанализируем теперь с помощью принципа неопределенности одно типично волновое явление, а именно расширение волны после прохождения ею небольшого отверстия (фиг. 129). Это явление мы уже разбирали геометрическим способом, вычисляя расстояния, на

которых горбы пересекаются с впадинами. В том, что теперь результаты окажутся сходными, нет ничего удивительного. Просто одна и та же теоретическая модель описывается разными словами. Допустим, что электрон попадает в отверстие в экране, двигаясь слева направо. Нас интересует неопределенность положения и скорости электрона в направлении x (перпендикулярном направлению движения). (Соотношение неопределенности выполняется для каждого из трех направлений в отдельности: $\Delta x \cdot \Delta p_x \approx h$, $\Delta y \cdot \Delta p_y \approx h$,)



Ф и г. 129.

Обозначим ширину щели через Δx ; эта величина является максимальной погрешностью определения положения электрона в направлении x , когда он проходил через отверстие, чтобы проникнуть за экран. Отсюда мы можем найти неопределенность импульса или скорости частицы в направлении x :

$$\Delta p_x = m \Delta v_x \approx \frac{h}{\Delta x}, \quad \Delta v_x \approx \frac{h}{m \Delta x}. \quad (41.19)$$

Следовательно, если мы допускаем, что электрон проходит сквозь отверстие в экране шириной Δx , мы должны признать, что его скорость при этом станет неопределенной с точностью до величины

$$\Delta v_x \approx \frac{h}{m \Delta x}. \quad (41.20)$$

В отличие от классической частицы квантовая не может, пройдя сквозь отверстие, дать на экране четкое изображение.

Если она движется со скоростью v_y в направлении экрана, а расстояние между экраном и отверстием равно L , то она пройдет это расстояние за время

$$t = \frac{L}{v_y}. \quad (41.21)$$

За это время частица сместится в направлении x на величину

$$\Delta v_x t \approx \frac{h}{m \Delta x} \frac{L}{v_y}. \quad (41.22)$$

Угловой разброс определяется как отношение величины смещения к длине L :

$$\text{угловой разброс} \approx \frac{\Delta v_x t}{L} \approx \frac{h}{m \Delta x} \frac{1}{v_y} = \frac{h}{m v_y} \frac{1}{\Delta x} = \frac{h}{p_y} \frac{1}{\Delta x}, \quad (41.23)$$

или

$$\text{угловой разброс} \approx \frac{\lambda}{\Delta x}. \quad (41.24)$$

Таким образом, угловой разброс (интерпретируемый как половина углового расстояния до первого дифракционного минимума) равен длине волны, деленной на ширину отверстия, что совпадает с результатом, полученным ранее для света.

А что можно сказать об обычных массивных частицах? Являются ли они квантовыми частицами или частицами ньютоновского типа? Следует ли пользоваться механикой Ньютона в случае объектов обычных размеров и квантовой механикой в случае объектов, размеры которых малы? Мы можем считать все частицы, все тела (даже Землю) квантовыми. Однако, если размеры и масса частицы соизмеримы с размерами и массами, которые обычно наблюдаются в макроскопических явлениях, то квантовые эффекты — волновые свойства, неопределенности положения и скорости — становятся слишком малыми, чтобы быть обнаружимыми в обычных условиях.

Рассмотрим, например, частицу, о которой мы говорили выше. Допустим, что эта частица — металлический шарик от подшипника с массой в одну тысячную грамма (очень маленький шарик). Если мы локализуем его положение с точностью, доступной нашему зрению, в поле микроскопа, скажем с точностью до одной тысячной сантиметра, то

$$\Delta x = 10^{-3} \text{ см}, \quad (41.25)$$

так что

$$\Delta p \approx \frac{h}{\Delta x} \approx 6 \cdot 10^{-24} \text{ г} \cdot \text{см/с}, \quad (41.26)$$

или

$$\Delta v = \frac{\Delta p}{m} = \frac{6 \cdot 10^{-24}}{10^{-3}} = 6 \cdot 10^{-21} \text{ см/с}. \quad (41.27)$$

Следовательно, неопределенность скорости такого шарика составляет величину порядка $6 \cdot 10^{-21}$ см/с.

Этот пример дает однозначный ответ на вопрос о том, имеем ли мы дело с несколькими теориями или с одной. Когда масса и размеры тела становятся обычными, результаты квантовой теории настолько близко совпадают с результатами классической теории, что различить эти результаты оказывается практически невозможно. Квантовые явления, или волновые свойства материи, проявляются лишь тогда, когда

мы имеем дело с частицами, массы которых порядка массы электрона, и с расстояниями порядка размеров атома. Даже в случае тела, масса которого 10^{-3} г, локализованного на длине 10^{-3} см, неопределенность скорости оказывается слишком маленькой величиной, чтобы быть обнаруженной при обычных наблюдениях.

Соотношения неопределенности Гейзенберга связывают не только положение и импульс системы, но и другие ее параметры, которые в классической теории считались независимыми. Одним из наиболее интересных и полезных для наших целей соотношений является связь между неопределенностями энергии и времени. Обычно ее записывают в виде

$$\Delta E \cdot \Delta t \approx \hbar. \quad (41.28)$$

Если система находится в определенном состоянии в течение длительного промежутка времени, то энергия этой системы известна с большой точностью; если же она находится в этом состоянии в течение очень короткого интервала времени, то ее энергия становится неопределенной; этот факт точно описывается соотношением, приведенным выше¹⁾.

Это соотношение обычно применяют при рассмотрении перехода квантовой системы из одного состояния в другое. Допустим, например, что время жизни какой-то частицы равно 10^{-8} с, т. е. между моментом рождения этой частицы и моментом ее распада проходит время порядка 10^{-8} с. Тогда максимальная точность, с которой может быть известна энергия этой частицы, равна

$$\Delta E = \frac{\hbar}{10^{-8}} \approx 6 \cdot 10^{-19} \text{ эрг} \approx 4 \cdot 10^{-7} \text{ эВ}, \quad (41.29)$$

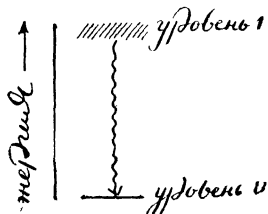
что составляет весьма небольшую величину. Как мы увидим позднее, существуют так называемые *элементарные частицы*, время жизни которых порядка 10^{-21} с (время между моментом рождения частицы и моментом ее аннигиляции). Таким образом, промежуток времени, в течение которого частица находится в определенном состоянии, очень мал, и неопределенность энергии оценивается как

$$\Delta E \approx \frac{6,6 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{с}}{10^{-21} \text{ с}} \approx 6,6 \cdot 10^{-6} \text{ эрг} \approx 4 \cdot 10^6 \text{ эВ}. \quad (41.30)$$

Эта величина, $4 \cdot 10^6$ эВ (миллион электронвольт кратко обозначается символом МэВ), огромна; вот почему, как мы увидим позже, таким элементарным частицам, иногда называемым резонансами, приписывают не точное значение энергии, а целый спектр значений в довольно широком диапазоне.

¹⁾ Если волновая функция сохраняет свою форму (т. е. не изменяется со временем), то этой функции можно приписать определенное значение энергии. Но ведь если она не изменяется со временем, то система остается прежней; в этом смысле можно считать, что Δt — бесконечно большая величина, а $\Delta E = 0$. Если же волновая функция изменяется со временем, то ей, согласно принципу неопределенности, соответствует набор различных значений энергии.

Из соотношения (41.28) можно также получить так называемую естественную ширину уровней квантовой системы. Если, например, атом переходит с уровня 1 на уровень 0 (фиг. 130), то энергию уровня 1 нельзя считать определенной, так как атом находится на нем в течение конечного промежутка времени. Время жизни уровня для ти-



Фиг. 130.

пичной квантовой системы порядка 10^{-9} с. Тогда разброс значений энергии этого уровня определяется из выражения:

$$\Delta E = \frac{h}{\Delta t} \approx \frac{6,6 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{с}}{10^{-9} \text{ с}} \approx 6,6 \cdot 10^{-18} \text{ эрг} \approx 4 \cdot 10^{-6} \text{ эВ}. \quad (41.31)$$

Это типичная естественная ширина энергетических уровней атомной системы.

МЫСЛЕННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ ГЕЙЗЕНБЕРГА

Развивающаяся квантовая теория вызывала массу возражений. В течение двадцатых годов нашего столетия создателям квантовой теории задавали множество весьма каверзных вопросов. Суть всех этих вопросов состояла в следующем. С каждой частицей, например



Фиг. 131.

с электроном, в квантовой теории ассоциируется определенная волна. Эта волна такова, что оказывается невозможным одновременно определить положение и импульс соответствующей частицы. Такая теория может быть согласованной, но не может быть полной. Представим, например, электрон, поведение которого описывается периодической волной с длиной волны λ , т. е. импульс электрона считается задан-

ным (фиг. 131). Предположим теперь, что мы исследуем эту волну, облучая ее «нежнейшим образом» световым пучком. Тогда через некоторое время мы обнаружим свет, отразившийся от места, где в тот момент «действительно» находился электрон. Таким образом, нам удастся определить «действительное» положение «реального» электрона, который, поскольку с ним связана волна с определенной длиной волны λ , об-

ладает и определенным импульсом. Иными словами, для «реального» электрона никаких неопределенностей не возникает. Следовательно, квантовую теорию нельзя считать полной, так как она не дает полного описания поведения «реального» электрона. Возможно, она успешно описывает некоторые явления, однако существуют определенные явления, например одновременное задание положения и импульса электрона, которые эта теория описать не способна.

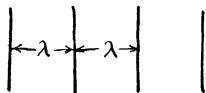
Эти соображения существенно опираются на картезианское или ньютоновское представление о частице — дискретной и описывающей определенную траекторию, которую мы в принципе можем наблюдать. Поскольку мы можем наблюдать за движением частицы по определенной траектории, квантовая теория, которая отрицает существование такой траектории и говорит только о длине волны, или, если речь идет о положении частицы, отрицает существование определенного импульса, — такая теория дает в лучшем случае лишь неполное описание наблюдаемых явлений. Представим, например, теорию, из которой следовало бы соотношение между средним радиусом орбиты планеты и ее периодом, но не вытекали бы положения планеты в различные моменты ее вращения вокруг Солнца (например, если при движении планет квантовые эффекты были бы существенны). Тогда эта теория, давая кое-какие соотношения (например, третий закон Кеплера), оказалась бы неспособной описать эллиптические орбиты планет, а следовательно, не смогла бы подтвердить экспериментальные данные, полученные Тихо Браге и другими астрономами. О такой теории можно было бы сказать, что она лишь частично успешна, что она содержит только некоторые из нужных соотношений, но не способна описать такое важное явление, как наблюдаемое движение планеты по определенной траектории.

Чтобы ответить на все эти вопросы, Гейзенберг и выдвинул свои знаменитые «gedanken» (мысленные) опыты, с помощью которых он хотел доказать, что описанный выше процесс, при котором определяется положение «реального» электрона, невозможен в нашем мире. Эти опыты (несмотря на свою простоту, они довольно коварны) являются примерами построений, с помощью которых обычно доказывают, что какое-то явление невозможно. Мы, как правило, испытываем некоторое чувство разочарования, когда нам доказывают невозможность построения вечного двигателя. Каждый раз, когда нам демонстрируют негодность какой-то определенной конструкции, мы в душе надеемся, что следующая установка, быть может, окажется успешной.

Сущность доказательства Гейзенберга состоит в утверждении, что с помощью действительно доступных нам способов невозможно одновременно измерить положение и импульс частицы; наш мир так устроен, что эксперимент, предложенный сторонниками классической точки зрения и описанный выше, фактически нельзя осуществить. Если бы такой эксперимент был возможен, квантовую теорию нельзя было бы считать адекватным описанием нашего мира. Проанализируем этот эксперимент и покажем, в чем, по мнению Гейзенберга, за-

ключается его порок. При осуществлении этого эксперимента предполагалось, что можно так «нежно» определить положение электрона, что сам электрон при этом не будет возмущен и его импульс не изменится. С классической световой волной Максвелла, Юнга и Френеля это вполне удастся. Ведь если облучать электрон светом с очень короткой длиной волны, например голубым светом или ультрафиолетом (при наличии соответствующих детекторов), и с пренебрежимо малой интенсивностью (малая интенсивность означает, что амплитуда волны очень мала), то, согласно классической точке зрения, положение электрона можно будет определить с большой точностью, так как длина волны света чрезвычайно коротка. А поскольку амплитуда волны мала, электрон при этом не будет практически возмущен, как не возмущается, например, пробка, плавающая на поверхности воды, если на нее набегает едва заметная водная рябь. Если же эта рябь обладает короткой длиной волны, то положение электрона может быть найдено достаточно точно.

Но как раз это, утверждает Гейзенберг, и невозможно осуществить, если верить Эйнштейну и Планку. Ведь количество переданной световой волной (фотоном) энергии определяется не ее амплитудой, а частотой. Поэтому чем короче мы будем брать длину волны света с целью более точного определения положения электрона, тем больше энергии будет при этом ему передаваться. Если бы фотон просто сталкивался с электроном и отражался от него, то мы смогли бы точно определить положение электрона. Однако при столкновении фотон передает электрону энергию; чем точнее мы пытаемся установить положение электрона, тем меньшую длину волны мы выбираем для света, следовательно, тем большим импульсом обладает фотон и тем больший импульс может передаться электрону; а чем точнее мы пытаемся определить положение отраженного фотона, тем с большей ошибкой мы можем установить величину импульса, которую фотон передал электрону. Таким образом, говорит Гейзенберг, в отличие от классического случая,



Фиг. 132.



Фиг. 133.

когда можно настолько аккуратно измерить положение электрона, что последний при этом практически не ощутит измерения, в квантовом случае точное измерение положения электрона с помощью световой волны приводит к тому, что его импульс становится неопределенным, т. е. его поведение уже не описывается периодической волной с длиной волны λ .

[Рассмотрим, что происходит с волной, связанной с электроном, при таком процессе. Если вначале волновая функция электрона представляет собой периодическую волну, то эта волна не является локализованной (фиг. 132). Если теперь попытаться «обнаружить» ее (ска-

жем, с помощью фотонов), то в большинстве случаев, когда фотоны проходят без взаимодействия с волной, мы ничего не добьемся. Когда же фотон провзаимодействует с электроном достаточно сильно, чтобы зафиксировать его положение, волновая функция электрона изменится в результате этого взаимодействия и примет, например, вид, изображенный на фиг. 133. Волновая функция является теперь локализованной, однако у нее нет определенной длины волны (или импульса). В этом нет ничего загадочного. До взаимодействия волновая функция электрона обладала определенной длиной волны, но не была локализована. После взаимодействия же она стала локализованной, но перестала обладать определенной длиной волны. Такое поведение со временем при наличии взаимодействий абсолютно естественно для электронной волновой функции. Гейзенберг просто старается показать, что невозможно установить положение электрона при помощи других объектов (например, фотонов), не изменяя при этом электронную волновую функцию. И это действительно оказывается невозможным, так как сами фотоны являются квантовыми объектами. Чтобы «зафиксировать положение» электрона, фотон должен провзаимодействовать с электроном (иначе он пройдет без отражения), но, взаимодействуя с электроном, фотон изменяет его волновую функцию.}

Конечно, если не работает один прибор, всегда стараются придумать другой. Гейзенберг и другие разработали целую серию различных мысленных приборов, и все они оказались неудачными. Было что-то неуловимое во всех этих мысленных экспериментах. Казалось, что достаточно еще небольшого усилия и все получится; ученые делали это усилие, но напрасно. Если бы в мире, в котором мы живем, существовала такая классическая волна, с помощью которой можно было бы зафиксировать положение частицы, абсолютно не возмущив ее при этом, то квантовую теорию нельзя было бы считать полной. Однако нам неизвестна такая классическая волна. В частности, свет, который естественней всего было бы использовать для этой цели, уже проявил свои корпускулярные свойства. Именно анализ взаимодействия излучения с веществом послужил началом квантовой теории. Таким образом, если рассматривать только такие объекты, которые действительно существуют в нашем мире, то оказывается невозможным (даже мысленно) одновременное измерение положения и скорости, поскольку световые частицы, электроны да и все другие частицы обладают фундаментальными квантовыми свойствами. При попытке определить положение одного квантового объекта с помощью другого одна из характеристик первого становится абсолютно неконтролируемой. Чтобы измерить положение частицы с большой точностью, мы вынуждены использовать другую частицу с очень короткой длиной волны, которая при измерении существенно изменяет импульс первой частицы. Обдумывая все эти мысленные опыты, Гейзенберг показал, что в рамках существующей квантовой теории максимально возможные точности измерения положения и импульса находятся из его принципа неопределенности.

Таким образом, заключае Гейзенберг, те явления, к которым апеллируют защитники классической точки зрения, фактически невозможны. Нельзя наблюдать «действительную» орбиту электрона, движущегося вокруг протона. Нельзя проследить за полетом электрона, как мы можем следить за движением бильярдного шара. Но если невозможно одновременно наблюдать за траекторией и скоростью частицы, то и физическая теория не обязана содержать в себе возможность такого наблюдения¹⁾.

О РОЛИ НЕНАБЛЮДАЕМЫХ ВЕЛИЧИН В ФИЗИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ

Время создания квантовой физики совпало с временем расцвета позитивизма²⁾, и, поскольку позитивисты настаивали на использовании только таких величин, которые являются непосредственно наблюдаемыми, квантовая физика оказалась темой многочисленных дискуссий того времени о необходимости исключить из рассмотрения все, что ненаблюдаемо. Если, например, электронная орбита не наблюдаема, либо положение и скорость частицы не являются одновременно наблюдаемыми величинами, то, согласно позитивистской точке зрения, они не должны присутствовать и в теории. Однако в любой физической теории, включая квантовую, лишь некоторые из входящих в нее величин являются непосредственно наблюдаемыми. Если сравнить физическую теорию с храмом, то можно сказать, что только ее фасад соответствует реально наблюдаемому миру, в то время как ее внутреннее строение, своего рода колонны, арки и т. д., скрыто от взора и не является непосредственно наблюдаемым. В теории Ньютона первый и второй законы движения можно рассматривать как соглашения. Сравнить же с опытом можно лишь те построения и теоремы, которые далеки от исходных постулатов. Так, например, планета движется по эллиптической орбите в результате действия закона квадрата обратного расстояния и т. д. В кинетической теории газов свойства твердых массивных частиц, именуемых молекулами, настолько несущественны для опыта, что нам совершенно безразлично, напоминают

¹⁾ Этот раздел книги Л. Купера уместно дополнить высказыванием И. Е. Тамма о том, что «хотя основное для квантовой механики соотношение неопределенности было впервые сформулировано Гейзенбергом в 1927 г., однако законченная формулировка этого соотношения — принципа дополнителности, исчерпывающий анализ его физического содержания, анализ возможностей измерения и наблюдения микрообъектов, взаимная исключаемость постановки опытов, в которых измеряются такие дополняющие друг друга величины, как, например, импульс и координата или время и энергия, — всем этим мы обязаны Бору» [1]. — *Прим. ред.*

²⁾ Позитивизм — «философское направление, исходящее из тезиса о том, что все подлинное, «положительное» (позитивное) знание может быть получено лишь как результат отдельных специальных наук или их синтетического объединения и что философия как особая наука, претендующая на содержательное исследование реальности, не имеет права на существование» [2]. Критику позитивизма см. в [2]. — *Прим. ред.*

ли они по свойствам реальные атомы или нет; в то же время кинетическая теория дает правильное физическое содержание таким понятиям, как температура, давление и объем газа. В квантовой теории такие величины, как потенциальная энергия (и даже волновая функция), непосредственно ненаблюдаемы; наблюдаемой же величиной при определенных условиях служит квадрат волновой функции, или вероятность.

Вряд ли от теории требуется, чтобы она содержала только непосредственно наблюдаемые величины; гораздо важнее, чтобы в нее входили величины, которые можно сравнить с опытными данными. Когда соответствие с опытом нарушается и становится очевидным, что данная теория входит в противоречие с экспериментом, как это было при построении модели атома, то самый простой и естественный выход состоит в том, чтобы слегка подправить теорию. Только под большим давлением фактов приходится в конце концов изменять внутреннюю структуру теории, а иногда и ее основание, с тем, чтобы фасад теории оказался снова согласованным с действительным миром. Именно попытки понять строение атома и привели в конечном итоге к полному пересмотру классической динамики.

В сущности Гейзенберг утверждал только, что теория *не обязана* содержать в себе элементы, которые не являются наблюдаемыми. Она *может* их содержать, но *не обязана*. Такие элементы, как, например, положение и скорость частицы, которые необходимы в классической теории частиц картезианского типа, *не обязаны* сохраниться в квантовом мире. Человек, стоящий на классических позициях и пытающийся разыскать электрон под завесой связанной с ним волны Шредингера, носит образ этого электрона лишь в собственном воображении, поскольку с детства он приучен разыскивать этот образ, подобно ищейке, натренированной на поиск трюфелей. Но если он освободится от привычных ему образов и непредвзято взглянет на мир, то обнаружит (по крайней мере именно так мы глядим на вещи сейчас), что под тенью этой волны нет никакого электрона картезианского типа. Есть только сама волна и больше ничего.

Но раз такой электрон не может быть наблюдаем, это означает лишь то, что понятие о нем вовсе *не обязательно* должно присутствовать в физической теории. Мы не можем запретить физику классической школы построить теорию, в которой фигурировали бы ньютоновские частицы, хотя бы и в такой форме, чтобы их нельзя было наблюдать никакими доступными сейчас техническими средствами. Однако *нельзя* требовать, чтобы физическая теория обязательно содержала в себе понятие ньютоновской частицы. От теории требуется только то, чтобы она описывала такой мир, какой мы наблюдаем на опыте. В 1905 г. Эйнштейн показал, что мы вполне можем обойтись без абсолютного времени; то же самое в двадцатые годы нашего столетия было заявлено в отношении одновременного измерения положения и скорости частицы. В обоих случаях мы имеем дело с вещами, которые наблюдать невозможно. А поскольку подобные вещи не доступны наблюдениям,

они могут и не входить в наши физические теории. Существуют они на самом деле или нет, даже если они и ненаблюдаемы, — мы не знаем. Если же мы все-таки настаиваем на их существовании, то настойчивость объясняется лишь сильной привычкой нашего ума. Такие понятия, или призраки, недоступные наблюдению, хотя и милые, приятные и привычные нашему сердцу, обременяют нас и не позволяют нам двигаться дальше, пока мы полностью не освободимся от их обузы.

ДУАЛИЗМ ВОЛНА — ЧАСТИЦА

Вероятно, постоянное противопоставление волн частицам придало характер парадокса вопросу, который неизбежно должен был возникнуть: что же такое свет и вещество — частицы или волны? К двадцатым годам нашего века стало очевидным, что существуют две области явлений, в одной из которых свет и вещество ведут себя как волны, а в другой — как частицы. Поскольку волны и частицы всегда считались совершенно различными объектами, казалось странным, что могут существовать вещи, обладающие как свойствами волн, так и свойствами частиц. Мнение о существовании подобного парадокса стало довольно распространенным и подогревается время от времени некоторыми книгами, в которых сказано, что при одних обстоятельствах «свет есть частица», а при других — что «свет есть волна», как будто эти два свойства, противоречивые с точки зрения человеческого разума, являются разделенными каким-то загадочным и необъяснимым образом в самих явлениях природы.

С точки зрения квантовой теории свет или материя, фотоны или электроны не являются ни волнами, ни частицами, ни тем и другим вместе взятыми. Математические образы, которые соответствуют этим физическим объектам, должны содержать определенную тонкую комбинацию некоторых свойств как волн, так и частиц. Никто не ожидает, что свет окажется сходным с теннисными мячами, хотя бы и существенно уменьшенными в размерах, что электрон окажется маленьким шариком для игры в гольф либо что свет будет подобен водяным волнам в какой-то невидимой среде. Классическая частица чрезвычайно наглядна, так как она является идеализацией тех объектов, которые мы непосредственно наблюдаем в макроскопических масштабах. Мы всегда представляем частицы в виде каких-то бильярдных шаров (хотя бы и уменьшенных в размерах). Такие частицы обладают массой и определенным положением в пространстве. Им можно приписать определенную скорость. Что касается волн, то мы представляем их обычно в виде волн на натянутой пружине или на поверхности воды. У них есть горбы и впадины; эти горбы и впадины могут складываться, возможно явление интерференции. Тем не менее нет никаких оснований ожидать, что все явления природы, даже микроскопические явления, недоступные для наших прямых наблюдений, могут быть описаны с помощью математических объектов, обладающих точно такими же

свойствами, как и макроскопические объекты, окружающие нас. Утверждение, что свойства математических объектов, описывающих микроскопические или субмикроскопические явления, могут не иметь аналогов в макроскопическом мире, является, по крайней мере логически, непротиворечивым.

В этом состоит одна из трудностей наглядного толкования квантовой физики. Не существует макроскопических аналогов таких понятий, как волновая функция, вероятностная интерпретация и т. д. С логической точки зрения хорошо, даже прекрасно, что нам удалось совершить какие-то открытия в мире, для описания которого требуется введение объектов, неизвестных в нашей обыденной практике, что нам удалось раскрыть природу атомных явлений и создать теорию, описывающую эти явления, хотя сама теория и оказалась абсолютно непохожей по форме и содержанию ни на одну из макроскопических теорий. Но именно поэтому так трудно наглядно интерпретировать квантовую физику. И именно это лежит в основе так называемого «дуализма волна — частица». Ибо проблема состоит в следующем: можно ли построить такой объект, который иногда вел бы себя, как волна, а иногда — как частица? Если да, то можно ли включить этот объект в логически согласованную теорию? И можно ли дать логически согласованную и непротиворечивую интерпретацию этой теории? Квантовая теория содержит такой объект (волновая функция) и такую интерпретацию (вероятностная интерпретация). Возможно, что эта теория и выглядит странной, однако было бы гораздо удивительнее, если бы тело с массой 10^{-27} г вело бы себя точно так же, как, скажем, планета.

Если задуматься над вопросом, в каком смысле электроны ведут себя как частицы, то мы обнаружим, что такое поведение электронов проявляется лишь в одном: они наблюдаются в виде дискретных порций. Их массы и заряды всегда сохраняют целостность. Никому еще не удавалось разделить электрон, расщепить его массу или заряд на две части. Когда же мы думаем о дискретном объекте, нам проще всего представлять его в виде, например, маленького бильярдного шара, но при этом мы произвольно приписываем этому объекту и другие свойства бильярдных шаров. Если мы стоим на точке зрения Ньютона, то мы пытаемся описать движение дискретного объекта с помощью ньютоновских законов. Именно такими были рассуждения, выдвинутые при создании моделей атома Томсона, Резерфорда и Бора, ибо считалось, что если поведение электрона характеризуется некоторыми из свойств маленьких частиц, то этот электрон обладает и остальными свойствами таких частиц, хотя они и не наблюдаются на опыте.

Таким образом, первые попытки теоретически описать поведение электрона существенно опирались на предположение, что электрон является ньютоновской частицей микроскопических размеров. Хотя такое предположение и выглядит вполне разумным (мы всегда отталкиваемся от простейшего), очевидно тем не менее, что между частицей, которой является электрон, и частицами, которые мы наблюдаем в

обычной жизни (например, бильярдными шарами), имеются существенные различия¹⁾.

После введения понятия волны де Бройля и интерпретации ее Борном электрон остался дискретным объектом, переносящим свои заряд и массу в виде неделимых порций, но он стал таким объектом, который не подчиняется законам движения Ньютона. Этот объект характеризуется связанной с ним волной, квадрат амплитуды которой описывает вероятность нахождения объекта в заданной точке пространства и в заданный момент времени. Таким образом, если электрон проходит через узкую щель, то он не проследует по ньютоновской траектории, а образует дифракционную картину, какую образовывал бы свет такой же длины волны. Однако приход отдельного электрона на экран для наблюдений или в детектор сопровождается свечением экрана в определенной точке, а масса и заряд всегда оказываются равными массе и заряду электрона. Вероятность же попадания электрона в ту или иную точку экрана определяется квадратом волновой функции, которая, подобно световой волне, способна расходиться и дифрагировать. Типично дифракционная картина возникает на экране лишь тогда, когда через щель проходит большое количество электронов. Таким образом, электрон — это частица, если речь идет о дискретности, но волна по характеру движения. Заслуга квантовой физики состоит в том, что ей удалось создать такой объект, в котором искусно и непротиворечиво комбинируются оба эти свойства.

42

ПЕРЕХОД ОТ КВАНТОВОЙ ТОЧКИ ЗРЕНИЯ К КЛАССИЧЕСКОЙ

Приняв квантовую теорию,— возможно, неохотно, если вы консерватор, либо легко и с энтузиазмом, если вы радикал,— законно поинтересоваться судьбой механики Ньютона и электродинамики Максвелла. Что случилось с физической системой двенадцатого века, такой всеобъемлющей и полной, что казалось, будто физикам осталось лишь заполнить недостающие десятичные разряды? Должны ли мы

¹⁾ Мы не думаем, например, что электрон должен обладать цветом. Под цветом предмета мы подразумеваем тот факт, что желтый предмет выглядит желтым при дневном свете. Если бы нам удалось наблюдать электрон при дневном освещении, мы увидели бы случайные пятна света, которые отвечали бы различным длинам волн. Эти пятна всегда казались бы серыми. Мы могли бы попытаться построить такую теорию, которая предсказывала бы, что электрон, будучи иногда желтым, иногда зеленым, всегда казался бы серым, либо мы могли бы решить, что нет смысла приписывать электрону цвет, хотя макроскопические тела обычно обладают цветом. Подобные идеи вряд ли были бы плодотворными: ничего нового из них мы не получили бы.

теперь при конструировании моста решать уравнение Шредингера? Нужно ли пересчитывать орбиты планет с учетом принципа неопределенности? Должны ли мы заново открывать Нептун и Плутон на основании квантовомеханических расчетов? Более того, можно и пожаловаться: зачем вообще мы изучали механику Ньютона или электродинамику Максвелла, если ученые так резко изменили свои взгляды, если сначала они утверждали, что теория твердо установлена, а затем сообщили, как правило с некоторым удивлением, о новом большом классе явлений, которые настолько не согласуются с этой «твердо установленной и совпадающей с опытом» теорией, что приходится отказываться от самих ее основ?

С помощью явления интерференции нас убедили, что свет — волна, однако затем нам показали, что он ведет себя как частица. Нас убедили, что механика Ньютона верна, а потом продемонстрировали ее несостоятельность в области квантовых явлений, несостоятельность, которая привела даже к отказу от понятия частицы, движущейся по определенной траектории. В какой же степени мы должны тогда верить так называемой научной теории?

Соотношения и структура любой теории, является ли она теорией окружающего нас мира, или теорией умозаключений Шерлока Холмса, или даже механикой Ньютона, получают на основании ограниченного опыта и сводятся к ряду соглашений, которые обладают внутренней структурой и позволяют связывать одно явление с другим. Даже такая простая вещь, как повторение одного и того же эксперимента, скажем бросания камня в один день, а затем — на следующий день, не является одним и тем же опытом, так как заранее у нас нет никакой гарантии, что повторный эксперимент даст те же результаты, что и первый.

Однако в основе научного подхода лежит глубокое убеждение, что можно создать такую теорию, которая будет согласовываться не только с известным уже опытом, но и с аналогичным опытом при сходных обстоятельствах (очевидно, мы можем заранее договориться, что считать сходными обстоятельствами), и которая окажется справедливой и вне рамок опыта, послужившего основой для ее построения. С помощью успешных научных теорий прошлого, таких как механика Ньютона и электродинамика Максвелла, удалось предсказать (можно сказать — поразительно точно) и связать между собой различные явления, часть которых была даже неизвестна до появления этих теорий. Было бы весьма удивительно, если правила, введенные на основании опыта с обычными предметами, оказались бы справедливыми и в масштабах атома. Вызывает некоторое удивление даже то, что законы Ньютона справедливы как для планет, так и для небольших снарядов, движущихся вблизи земной поверхности. Поскольку в атомных масштабах эти законы не выполняются, пришлось для описания атома ввести новую теоретическую систему — квантовую физику, — имеющую дело с квантовыми объектами, иногда ведущими себя как частицы, а иногда как волны, одновременное определение положений и импульса кото-

рых невозможно. Как же связана квантовая теория с классической теорией, которая была изучена нами ранее?

Ответ на этот вопрос — прямой и, в некотором смысле, однозначный. Квантовая теория является обобщением классической; она больше, шире и глубже, чем классическая теория. Она применима как в масштабах атома, так и в масштабах планет. Если с помощью уравнения Шредингера вычислить орбиту планеты (скажем, Земли) при ее движении вокруг Солнца, то мы получим результаты Ньютона. Но никто этого никогда не делал по следующей очевидной причине. Не вызывает сомнения, что механика Ньютона корректно описывает движение Земли вокруг Солнца. Поэтому, чтобы квантовая теория согласовывалась с опытом, ее структура должна в случае планет совпадать со структурой ньютоновской механики. И квантовая теория действительно совпадает с теорией Ньютона и (или) классической электродинамикой в области классических явлений. Это утверждение следует понимать так. Если исходить из постулатов квантовой теории, то можно получить в качестве теоремы следующее: при увеличении масс, когда соответствующие длины волн становятся малыми в сравнении с характерными размерами задачи, результаты квантовой теории в точности совпадают с результатами теории Ньютона или классической электродинамики. Под словом «в точности» мы подразумеваем, что численное различие в результатах становится исчезающе малой величиной (с величинами такого типа мы уже знакомы: например, величина неопределенности скорости — порядка 10^{-21} см/с¹¹).

Существует несколько способов определения, где произошел переход от квантовой теории к классической и где квантовые эффекты становятся существенными. Один из них состоит в сравнении соответствующей длины волны рассматриваемого объекта с характерными размерами задачи и использовании того факта, что волновые свойства объекта не играют существенной роли, пока эта длина волны не соизмерима с характерными размерами. Рассмотрим, например, электрон, движущийся вблизи атомного ядра, и Землю, вращающуюся вокруг Солнца. Длина волны электрона, находящегося на наинизшей боровской орбите вблизи протона, в точности равна расстоянию, которое проходит электрон за один оборот вокруг протона. Отношение длины волны к характерному размеру порядка единицы, поэтому следует ожидать, что квантовые эффекты в этом случае будут весьма существенными. И они действительно существенны. Если же отнести длину волны де Бройля, связанной с Землей, к длине земной орбиты, мы получим

$$\frac{\lambda_3}{2\pi R} \approx 3 \cdot 10^{-75}. \quad (42.1)$$

¹¹ Фактически при увеличении массы частицы становится возможной локализация связанной с ней волны без введения большой неопределенности ее импульса. Далее, из уравнения Шредингера, которое описывает поведение квантовой системы под действием сил и дает информацию об изменении волны в пространстве и во времени, мы получим, что при увеличении массы частицы ее поведение будет со все большей точностью описываться вторым законом Ньютона.

Эта величина чрезвычайно мала. Любые волновые, или квантовые, эффекты в этом случае окажутся меньше, чем, например, эффекты, вызванные столкновением Земли с пылинкой. Вероятность же нахождения Земли в любом другом месте, отличном от того, которое получается из классической теории, окажется при этом ничтожно малой.

Мы можем, используя уравнение Шредингера, вычислить волновую функцию Марса и показать, что эта волновая функция, будучи сильно локализованной, перемещается с большой точностью по эллиптической ньютоновской орбите. Если, например, неопределенность скорости Марса составляет 10^{-20} см/с, то неопределенность его положения будет равна примерно 10^{-33} см; эту неопределенность не обнаружил бы даже Тихо Браге, несмотря на точность его измерений.

Таким образом, мы можем сказать, что современной физической теорией является квантовая теория. Область ее применимости простирается от атомных ядер по меньшей мере до солнечной системы. Мы не знаем, справедлива ли она в области еще меньших размеров, отрезков времени и масс. Мы также не знаем, применимо ли другое обобщение механики Ньютона — общая теория относительности — в космических масштабах и для всей нашей Вселенной. Обычная и естественная процедура состоит в испытании известной уже теории в новой области явлений и в попытке понять эту новую область с помощью существующих теорий. Иногда такая процедура оказывается успешной, примером чего может служить кинетическая теория газов, а иногда нет.

Где-то между орбитами планет и атомными орбитами электрона проходит, так сказать, граница раздела между квантовой и классической областями. Хотя квантовая теория применима в обеих этих областях, вряд ли целесообразно использовать ее сложные идеи и приемы вычислений при исследовании, например, движения планет по своим орбитам. Применение уравнений Ньютона в таких случаях дает точность, заведомо превышающую требуемую (это можно доказать в качестве общей теоремы). Таким образом, инженерам, конструирующим мосты, и специалистам по аэродинамике, рассчитывающим самолеты, вовсе не нужно использовать в своих расчетах сложные понятия квантовой физики. Аналогичным образом радиоинженеры, занятые конструированием антенн, и инженеры-электрики, рассчитывающие трансформаторы, вполне могут обойтись классической электродинамикой. Ибо все соотношения классической теории остаются справедливыми в области классических явлений.

Однако часто случается, что трудно определить границу, где кончается область применимости квантовой теории и начинается область применимости классической теории. Эту границу легко установить в случае движения электрона вокруг протона и планеты вокруг Солнца. Однако существуют более сложные явления, где квантовые эффекты продолжают оставаться существенными удивительно долго. Аномальность поведения удельных теплоемкостей, отмеченная еще Максвеллом и считавшаяся им одним из самых серьезных дефектов клас-

сической теории, выглядит как определенное вторжение квантовых эффектов в область классических явлений. В конечном итоге многие свойства вещества, как мы уже убедились ранее, не могут быть полностью поняты в рамках классических представлений. Тем не менее мы можем все-таки утверждать, что где-то между системой водородного атома и системой планетарных орбит механические системы начинают вести себя как классические; эта граница не является четко очерченной, и возможны вторжения квантовых эффектов в область, кажущуюся абсолютно классической. Иными словами, хотя квантовая теория и переходит в классическую, сама область перехода настолько расплывчата, что ученым, работающим в ней, часто приходилось сталкиваться с неожиданными явлениями.

МИР КВАНТОВ

О так называемом здоровом смысле

Многие наши современники горько жалуются, что физика двадцатого столетия стала слишком абстрактной, потеряла связь с вещами, доступными пониманию простых смертных, стала противоречить здравому смыслу, вместо которого она выдвинула конструкции, настолько абстрактные, что они стали абсолютно неприемлемыми для обычного разума. Эти жалобы покажутся смешными, если вспомнить, что подобные же претензии часто предъявлялись художникам и композиторам. Каждого, кто смотрит на мир открытыми глазами, обвиняли в том, что он разрушает сложившиеся представления предыдущего поколения, которые в совокупности составляют так называемый «здоровый смысл». Художник, как и физик, вкладывает свое видение мира в тот грубый исходный материал, который, по крайней мере в принципе, доступен каждому. Законченная картина содержит в себе видение мира художником; те или иные картины или физические теории потому и считаются выдающимися, что следующее поколение начинает смотреть на мир так же, как и создатели этих творений. Буря насмешек, обрушившаяся на первые картины импрессионистов, направлена теперь на картины их современных плохих подражателей.

Здоровый смысл, как сказал Эйнштейн, «это тот пласт предрассудков, который мы накапливаем до 16 лет». Все согласны с тем, что здоровый смысл нового поколения состоит из понятий, вымученных старым поколением, и что все, что считалось передовым для одного поколения, становится здоровым смыслом и будничным для следующего. Сомнительно, чтобы ньютоновское представление мира казалось бы здоровым смыслом для греков времен Аристотеля или даже для ученых-схоластов. И все, что сейчас так очарован своим здоровым смыслом (соответствующим в настоящее время миру Ньютона), ничем не отличаются от тех, кто в свое время жаловался, что механические идеи Ньютона разрушили волшебный мир средневековья.

Здоровый смысл современного поколения физиков опирается на квантовую теорию. Структура именно квантовой теории наиболее им близка, а ее соотношения кажутся им наиболее интуитивно ощутимыми и наглядными; именно в этой теории современные физики обладают чутьем, отличающим правильное от неправильного. Для них кван-

товая физика — ремесло, и они чувствуют все ее потаенные ходы, подобно тому как художники чувствуют, что можно изображать на холсте, или скульпторы — что можно сделать с мрамором. Любой физик может записать уравнения Максвелла или пользоваться законами Ньютона для нахождения эллиптических орбит планет, вращающихся вокруг Солнца. Но когда этот физик сталкивается с более тонкими соотношениями классической физики, бывшими составной частью здравого смысла физиков девятнадцатого столетия, он обнаруживает, что эти соотношения почти полностью им забыты.

Физику, учившемуся после 1930 г., не составит большого труда вычислить вероятность перехода с одного атомного уровня на другой. Он сядет за стол с карандашом в руке и, сосредоточившись, получит правильный результат в течение часа или пары часов. Однако, если его попросить рассчитать возмущение орбиты планеты под действием небольшой соседней планеты, то он, как правило, не сможет, сев за стол, провести все эти вычисления. Он станет думать, обратится к какой-нибудь книге, подумает еще некоторое время, а затем, по-видимому, получит неверный результат.

Мир квантов — это тот мир, в котором живут физики начиная с двадцатых годов двадцатого столетия. Он стал настолько для них привычным, что, когда началась космическая эра и неожиданно возродился интерес к расчетам всевозможных орбит, к нахождению наиболее эффективных способов изменения орбит космических кораблей, к вычислению ориентации ракетных двигателей и т. д., то этим физикам пришлось заново учиться, чтобы вспомнить те соотношения, которые казались обыденными людям, хоть раз читавшим книгу Лапласа. Ибо физики (если говорить о настоящих физиках) работают всегда на границе между известными и еще непознанными явлениями. А начиная с двадцатых годов эта граница лежала в основном в области квантовых явлений, так что эта область стала для физиков ареной повседневного опыта.

Область квантовых явлений обладает своими неожиданными сторонами. Если рассматривать ее с классической точки зрения, она кажется, как правило, парадоксальной. Но тем не менее все эти кажущиеся парадоксы соответствуют реальным явлениям природы. Сейчас не вызывает сомнения, что мир атома является миром квантов, и именно к изучению этого мира мы собираемся сейчас приступить.

АТОМ ВОДОРОДА

Проблема атома водорода играет в квантовой физике роль, подобную проблеме движения планет в классической физике. Эта проблема допускает строгое решение, а результаты ее решения можно непосредственно сравнить с опытом; все правила здесь четко определены, никаких сил трения нет, а следствия настолько хорошо согласуются с экспериментальными результатами, что нам ничего не остается делать, как поверить в их истинность. В этом смысле анализ атома водорода служит проверкой всей квантовой физики. Каждую деталь этой проблемы можно рассчитать и сравнить с опытными данными. Некоторые фундаментальные открытия наших дней были сделаны на основании анализа энергетических уровней именно атома водорода. И некоторые чрезвычайно точные совпадения между теорией и экспериментом были получены именно тогда, когда предсказания квантовой теории сравнивались с наблюдениями за тем же водородным атомом.

Информация, которую мы получаем при анализе строения атома водорода, легко извлекается с помощью квантовой теории, и вместе с тем она представляет интерес для атомной физики. Квантовая теория, чтобы можно было считать ее согласованной и полной, обязана объяснить результаты любого опыта, проведенного с атомом водорода. В этом же смысле понятие, скажем, о стуле,— т. е. совокупность наших знаний о свойствах этого предмета, включая его жесткость, цвет, присутствие в комнате даже в том случае, когда мы не смотрим на него, и т. д.,— обязано содержать всю возможную опытную информацию о стуле.

ЭНЕРГИЯ ОСНОВНОГО СОСТОЯНИЯ

Фундаментальное свойство любой замкнутой квантовой системы состоит в том, что лишь определенные значения ее энергии являются разрешенными; в отличие от классического случая спектр энергии такой системы дискретный. В классической теории наинизшее значение энергии системы электрон — протон соответствует состоянию, при котором электрон совмещается с протоном и покоится. В этом случае его кинетическая энергия равна нулю, а потенциальная обращается в минус бесконечность. В квантовой же теории дело обстоит по-другому, и мы теперь знаем несколько объяснений такого поведения квантовой системы. Например, используя принцип неопределенности, можно показать, что, пытаясь точно совместить положение электрона с положением протона, мы тем самым вносим большую неопределенность в

величину его скорости, а это проявляется в увеличении кинетической энергии электрона.

Для того чтобы проиллюстрировать, как на деле реализуются подобные квантовомеханические идеи, выведем еще раз с помощью простых рассуждений энергию основного состояния атома водорода. Полная энергия электрона, вращающегося по круговой орбите вокруг протона, равна

$$E = T + V = \frac{p^2}{2m} - \frac{e^2}{r}. \quad (43.1)$$

Используя соотношения де Бройля

$$p = \frac{h}{\lambda}, \quad (43.2)$$

$$n\lambda = 2\pi r \quad (43.3)$$

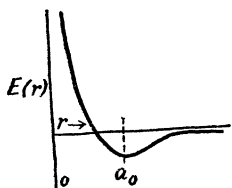
и предполагая, что электрон находится на наинизшей орбите ($n=1$), получаем

$$\lambda = 2\pi r. \quad (43.4)$$

В результате наинизшая энергия системы окажется функцией лишь расстояния между электроном и протоном:

$$E = \frac{h^2}{8\pi^2 m r^2} - \frac{e^2}{r}. \quad (43.5)$$

Этот результат резко отличается от соответствующего классического выражения, в которое импульс и расстояние входят совершенно независимым образом, так что (это мы уже отмечали ранее) минимальное значение энергии получается при $p=0$ и $r=0$. В квантовой теории это невозможно. Между p и r существует связь: при стремлении r к нулю член, описывающий потенциальную энергию в (43.5), становится, как и раньше, бесконечно большой отрицательной величиной, однако член, характеризующий кинетическую энергию системы, при этом возрастает, причем быстрее первого члена. Поэтому при уменьшении



Фиг. 134.

r полная энергия возрастает; при стремлении же r к бесконечности она становится очень маленькой отрицательной величиной (фиг. 134). Энергия минимальна в какой-то точке a_0 . Координату этой точки, где энергия минимальна, можно вычислить. Если бы мяч катался во впадине, по форме совпадающей с кривой на фиг. 134, то он остановился бы в конце концов именно в этой точке. Оценить величину a_0 можно с помощью аккуратного графика. Результат вычисления a_0 имеет вид¹⁾:

$$E(r) \text{ минимальна при } r = a_0 = \frac{\hbar^2}{me^2}, \quad (43.6)$$

$$a_0 \approx 5,3 \cdot 10^{-9} \text{ см.}$$

¹⁾ Как уже отмечалось, $\hbar = h/2\pi$.

Это расстояние, при котором энергия минимальна, определяет так называемый боровский радиус атома водорода, равный $5,3 \cdot 10^{-9}$ см. Далее, минимальная энергия равна

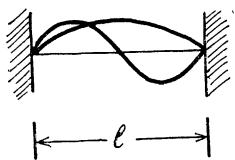
$$E(r=a_0)=E_0=-13,6 \text{ эВ}, \quad (43.7)$$

что в точности совпадает со значением энергии атома водорода в основном состоянии. Чтобы ионизовать атом, т. е. оторвать электрон от протона, необходимо затратить энергию именно 13,6 эВ.

Может показаться удивительным, что с помощью таких простых расчетов нам удалось вычислить энергию основного состояния атома водорода; конечно, не все проблемы так просты. Однако использованные нами приемы составляют основу чрезвычайно общего и мощного метода решения задач квантовой теории. Этот метод опирается на тот факт, что основной квантовый уровень системы соответствует минимальному значению энергии системы.

О ПРИРОДЕ ВЫРОЖДЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УРОВНЕЙ КВАНТОВЫХ СИСТЕМ

Ранее мы получили структуру энергетических уровней частицы, заключенной между двумя стенками, подбирая такие стоячие волны между этими стенками, которым отвечали все более короткие длины волн. Структура уровней атома водорода получается с помощью примерно такого же способа, однако соответствующие расчеты в случае атома водорода значительно сложнее, так как 1) он является трехмерной системой и 2) вместо сосуда следует рассматривать притягивающую силу, величина которой изменяется с расстоянием. Прежде всего



Фиг. 135.

рассмотрим некоторые новые свойства структуры энергетических уровней, появляющиеся в случае двух- или трехмерной квантовой системы, обобщая проанализированную ранее систему (частица заключена между двумя стенками).

Для одномерной квантовой системы, ограниченной двумя стенками (фиг. 135), возможные решения уравнения Шредингера соответствуют волнам де Бройля с длинами волн

$$\lambda = 2l, \quad l, \quad \frac{2l}{3}, \quad \dots = \frac{2l}{n}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (43.8)$$

и с энергиями

$$E = \frac{p^2}{2m} = \frac{1}{2m} \left(\frac{h}{\lambda} \right)^2 = \frac{h^2}{8ml^2} n^2, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (43.9)$$

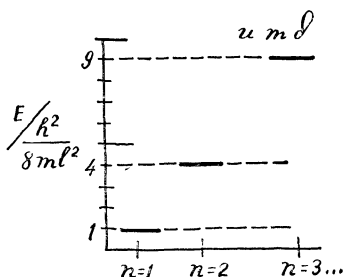
На фиг. 136 изображена диаграмма значений энергии в зависимости от n . Разности значений энергии на соседних уровнях относятся друг

к другу как нечетные целые числа, начиная с единицы:

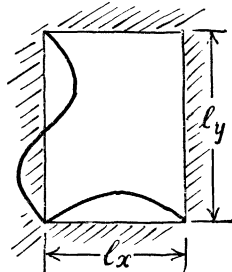
$$\frac{E_2 - E_1}{E_1} = \frac{4 - 1}{1} = \frac{3}{1}, \quad (43.10)$$

$$\frac{E_3 - E_2}{E_2 - E_1} = \frac{9 - 4}{4 - 1} = \frac{5}{3} \text{ и т. д.} \quad (43.11)$$

Рассмотрим теперь ту же квантовую частицу, но заключенную не между двумя стенками в одном измерении, а в прямоугольнике со



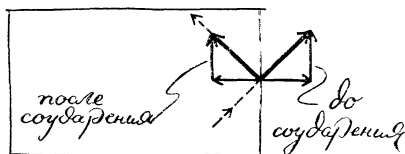
Фиг. 136.



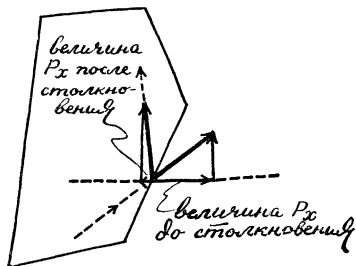
Фиг. 137.

сторонами ℓ_x и ℓ_y (фиг. 137). Как и в классическом случае, движение частицы можно разложить на два независимых движения: одно в направлении $\rightarrow$, p_x , а другое в направлении $\uparrow$, p_y .

Возможность выбора стоячих волн в направлениях x и y и независимость этих волн друг от друга вытекают из того, что силы, действующие



Фиг. 138. Вертикальная компонента и величина горизонтальной компоненты импульса остаются постоянными.



Фиг. 139.

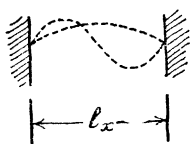
щие вдоль вертикальных или горизонтальных сторон прямоугольника, изменяют лишь направление x - или y -компоненты импульса, оставляя величину импульса неизменной (угол падения равен углу отражения). Таким образом, величины компонент импульса в направлениях x и y являются константами движения (фиг. 138). Если боковые стороны ограничивающей области не параллельны между собой, то это условие не выполняется (фиг. 139).

Решения уравнения Шредингера соответствуют волнам де Бройля в x -направлении (таким же, как в одномерном случае) (фиг. 140) с

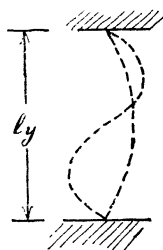
$$\lambda_x = \frac{2l_x}{n_x}, \quad n_x = 1, 2, 3, \dots \quad (43.12)$$

и аналогичным волнам де Бройля в y -направлении (фиг. 141) с

$$\lambda_y = \frac{2l_y}{n_y}, \quad n_y = 1, 2, 3, \dots \quad (43.13)$$



Фиг. 140.

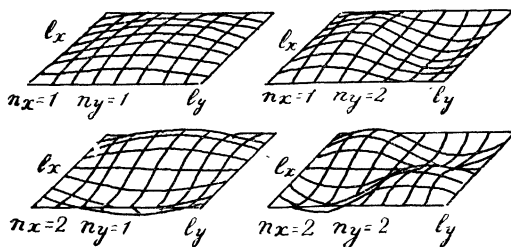


Фиг. 141.

Например, одно из возможных решений соответствует волне с

$$\lambda_x = \frac{2l_x}{1}, \quad \lambda_y = \frac{2l_y}{1}. \quad (43.14)$$

Такие двумерные волны можно действительно наблюдать при соответствующих условиях на поверхности прямоугольного барабана.



Фиг. 142. Картины стоячих волн, возбуждаемых на поверхности прямоугольного барабана.

(фиг. 142). Энергия двумерной квантовой системы равна

$$E = \frac{p_x^2}{2m} + \frac{p_y^2}{2m} = \frac{1}{2m} \left(\frac{h}{\lambda_x} \right)^2 + \frac{1}{2m} \left(\frac{h}{\lambda_y} \right)^2 = \frac{h^2}{8ml_x^2} n_x^2 + \frac{h^2}{8ml_y^2} n_y^2. \quad (43.15)$$

Рассмотрим в качестве простой иллюстрации явления, имеющего исключительно важные следствия, два состояния системы с

$$(2) \quad n_x = 1, \quad n_y = 2, \quad (43.16)$$

$$(3) \quad n_x = 2, \quad n_y = 1. \quad (43.17)$$

Если стороны прямоугольника равны между собой ($l_x = l_y = l$), то в обоих этих состояниях система обладает одинаковой энергией:

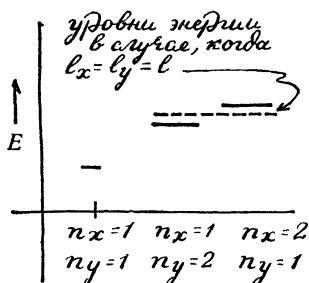
$$E_2 = \frac{h^2}{8ml_x^2} 1 + \frac{h^2}{8ml_y^2} 4 = \frac{h^2}{8ml^2} 5, \quad (43.18)$$

$$E_3 = \frac{h^2}{8ml_x^2} 4 + \frac{h^2}{8ml_y^2} 1 = \frac{h^2}{8ml^2} 5. \quad (43.19)$$

В этом случае общее выражение для энергии системы имеет вид

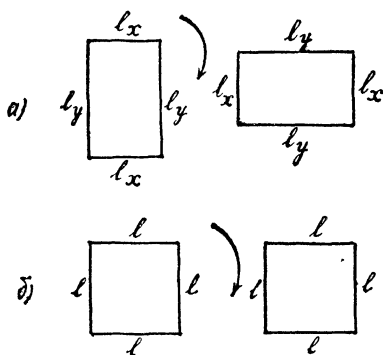
$$E = \frac{h^2}{8ml^2} (n_x^2 + n_y^2). \quad (43.20)$$

Отсюда видно, что всем комбинациям n_x и n_y таким, что сумма $n_x^2 + n_y^2$ равна одному и тому же числу, отвечает одно и то же значение



Фиг. 143. Зависимость нескольких первых энергетических уровней от квантовых чисел, если частица заключена в двумерном прямоугольном сосуде, у которого $l_x < l_y$ (сплошные линии) и $l_x = l_y$ (штриховая линия).

энергии. Два или большее число квантовых состояний, обладающих одинаковыми энергиями, называются вырожденными; это слово было позаимствовано из обиходного языка, только его наделили специаль-

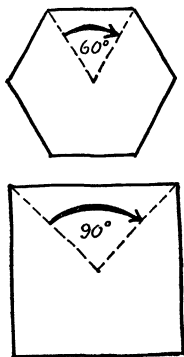


Фиг. 144. При повороте на 90° (а) прямоугольник занимает другое положение — он выглядит по-иному. Квадрат же, повернутый на те же 90° (б), ничем не отличается от исходной фигуры. Можно возразить, что, хотя квадрат и выглядит после поворота точно так же, как и вначале, «на самом деле» он занимает после поворота иное положение. Конечно, если как-то пометить стороны квадрата, то удастся определить различие в положениях. Идея же состоит в том, что физические величины — импульс, энергия и т. д. — не зависят от этих невидимых отметок. Вполне достаточно знать, что $l_x = l_y$ и что противоположные стороны параллельны.

ным техническим значением. Состояния, первоначально имевшие различные энергии, становятся вырожденными, когда прямоугольник превращается в квадрат (фиг. 143).

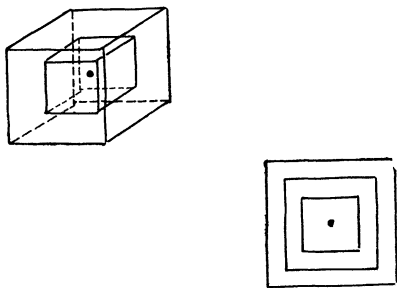
Квадрат обладает симметрией, которой нет у прямоугольника; если повернуть квадрат на 90° , то он, в отличие от прямоугольника, будет выглядеть так же, как и до поворота (фиг. 144). Одна из наиболее

глубоких идей квантовой теории состоит в связи между симметрией системы в пространстве (или, как мы увидим позже, какой-либо иной симметрией) и структурой вырожденных уровней.



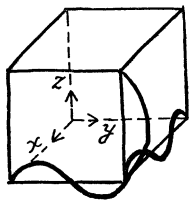
Фиг. 145.

решения уравнения Шредингера и точно определить строение энергетического спектра системы и степень вырождения уровней. Число



Фиг. 146. Силловая система, эквипотенциальными поверхностями которой служат наборы квадратов или кубов, обладает симметрией квадрата или куба, а структура вырождения ее уровней энергии совпадает со структурой вырождения, характерной для квадрата или куба, и не зависит от конкретного характера силы.

силовых систем, для которых можно провести до конца подобные вычисления, чрезвычайно мало (возможно, не больше полдюжины). Однако (сейчас последует одна из самых мощных теорем квантовой теории)



Фиг. 147.

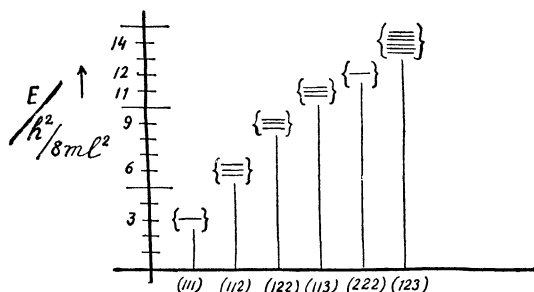
можно провести до конца подобные вычисления, чрезвычайно мало (возможно, не больше полдюжины). Однако (сейчас последует одна из самых мощных теорем квантовой теории) какой бы сложной ни была силловая система, если она обладает симметрией, скажем, квадрата, то можно утверждать, что структура вырождения энергетических уровней системы будет такой же, как у квадрата, независимо от того, знаем ли мы точные значения этих уровней или нет. Таким образом, мы можем, не решая уравнения Шредингера, а зная лишь характер симметрии силловой системы, сразу же определить структуру вырождения ее уровней, или наоборот, изучая на эксперименте структуру вырождения, определить характер симметрии силловой системы (фиг. 146).

Энергетический спектр трехмерного сосуда (например, куба) определяется точно таким же способом (фиг. 147). Трехмерные волны де Бройля характеризуются длинами волн

$$\lambda_x = \frac{2l}{n_x}, \quad \lambda_y = \frac{2l}{n_y}, \quad \lambda_z = \frac{2l}{n_z}, \quad (43.21)$$

а энергия системы равна

$$E = \frac{h^2}{8ml^2} (n_x^2 + n_y^2 + n_z^2). \quad (43.22)$$



Ф и г. 148. Уровни энергии в зависимости от значений квантовых чисел для частицы, заключенной в трехмерном кубическом сосуде. На фигуре отмечена степень вырождения.

Таблица 1

n_x	n_y	n_z	$n^2 = \frac{E}{h^2/8ml^2}$
1	1	1	3} основное состояние: не вырожденное
1	1	2	6} первый возбужденный уровень; три трехкратно вырожденных состояния
1	2	1	
2	1	1	
1	2	2	9} три состояния
2	1	2	
2	2	1	
1	1	3	11} три состояния
1	3	1	
3	1	1	
2	2	2	12} одно состояние
1	2	3	14} шесть состояний
1	3	2	
2	1	3	
2	3	1	
3	1	2	
3	2	1	
и т. д.			

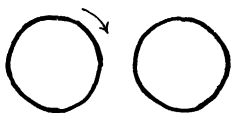
Таким образом, все комбинации (n_x, n_y, n_z) , для которых сумма

$$n_x^2 + n_y^2 + n_z^2 = n^2 \quad (43.23)$$

есть одно и то же число, соответствуют одинаковому значению энергии (фиг. 148 и табл. 1).

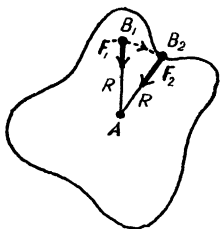
СФЕРИЧЕСКАЯ СИММЕТРИЯ КУЛОНОВСКОЙ СИЛЫ. АЗИМУТАЛЬНЫЕ КВАНТОВЫЕ ЧИСЛА

Кулоновская сила, удерживающая электрон в атоме водорода вблизи протона, обладает максимальной возможной симметрией относительно поворотов вокруг точки в пространстве. Вид ее эквипотенциальных поверхностей (сфер) не изменяется (является инвариантом) при повороте системы на любой угол (фиг. 149). Такая вращательная



Ф и г. 149.

симметрия физически означает, что сила, действующая между электроном и протоном (как и гравитационная сила), зависит только от расстояния между этими частицами. Если вращать электрон вокруг протона по поверхности сферы, то сила их взаимодействия будет оставаться постоянной. Можно противопоставить этот случай другому гипотетическому случаю, когда величина силы не остается неизменной при вращении системы и соответствующие эквипотенциальные поверхности представляют собой не сферы, а произвольные поверхности, одна из которых изображена на фиг. 150.



Ф и г. 150. Когда сила не инвариантна относительно поворотов, сферы не являются эквипотенциальными поверхностями; в этом случае сила зависит не только от расстояния R между двумя телами, но и от их взаимной ориентации.

Энергетические уровни одномерной квантовой системы, рассмотренной в гл. 39, характеризуются одним числом n (называемым квантовым числом), которое определяет длину волны соответствующей волны де Бройля:

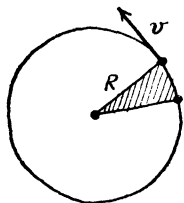
$$\lambda = \frac{2l}{n} \quad (43.24)$$

и энергию системы

$$E = \frac{\hbar^2}{8ml^2} n^2. \quad (43.25)$$

Уровни энергии двумерной квантовой системы, рассмотренной выше, определяются подобным же образом двумя квантовыми числами n_x и n_y , а трехмерной системы — тремя числами n_x , n_y и n_z . Конкретный выбор чисел соответствует тем величинам, которые в данном случае сохраняются, — компонентам импульса в x -, y - и z -направлениях.

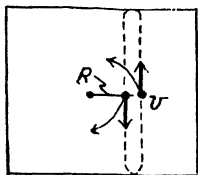
Инвариантность силовых систем относительно вращений (системы обладают симметрией сферы) приводит как в классической, так и в квантовой теориях к сохранению углового момента системы. В случае планетарной системы этот вывод заключен во втором законе Кеплера.



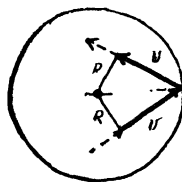
Фиг. 151. В случае круговых орбит сохранение углового момента $L = mvR$ (величина) означает, что скорость v должна оставаться неизменной. Это условие содержится в утверждении, что за равные промежутки времени радиус, соединяющий частицу с центром, заметает равные площади. (Площадь, заметенная радиусом R за время t , равна $\frac{1}{2} vtR$.)

Прямая, соединяющая Солнце с планетой, заметает за равные времена равные площади; этот же закон справедлив и в случае электрона, вращающегося вокруг протона (фиг. 151). В таких силовых системах компоненты импульса в x -, y - и z -направлениях не являются постоянными движения (как в случае кубической системы, рассмотренной ранее). Поэтому соответствующие им квантовые числа непригодны для характеристики системы. (Эти квантовые числа, если их ввести, будут изменяться со временем.) Чтобы получить некоторые квантовые числа сферически симметричной системы, следует обратиться к ее угловым моментам.

Угловой момент частицы, заключенной в квадратном сосуде, не является константой движения (фиг. 152). При движении частицы вверх ее угловой момент относительно центра равен mvR (направлен



Фиг. 152.



Фиг. 153.

против движения часовой стрелки), а при движении частицы вниз он равен $-mvR$ (направлен по движению часовой стрелки). Другими словами, после отражения частицы от стенки ее угловой момент изменяет направление.

Если же эта частица заключена в круглом сосуде (вид которого не изменяется при поворотах), то ее угловой момент, равный mvR , направлен против движения часовой стрелки и не изменяется при отражении частицы от стенки сосуда (фиг. 153). Вместе с тем в квадратном сосуде в отличие от круглого сохраняются величины компонент импульса частицы в обоих направлениях.

Величине и направлению углового момента соответствуют так называемые азимутальные (или орбитальные) волны де Бройля и азимутальные квантовые числа. В рассматриваемом случае, как и в теории Бора и аналогично случаю частицы, заключенной в кубическом сосуде, в качестве возможных решений уравнения Шредингера могут выступать лишь определенные стоячие волны де Бройля (соответствующие величине и направлению углового момента). Эти волны характеризуются следующими квантовыми числами:

$l = 0, 1, 2, \dots$ (это число соответствует величине углового момента),
 $m_l = l, l-1, l-2, \dots, 0, -1, -2, \dots, -l$ (это число соответствует компоненте углового момента вдоль определенного направления в пространстве и называется *магнитным квантовым числом*).

Первое число связано с угловым моментом системы по формуле (табл. 2.):

$$l(l+1)\hbar^2 = (\text{угловой момент})^2. \quad (43.26)$$

Таблица 2

l	$(\text{угловой момент})^2 = l(l+1)\hbar^2$
0	0
1	$2\hbar^2$
2	$6\hbar^2$
	и т. д.

Второе число m_l пробегает все целые значения от $+l$ до $-l$ и при заданном l имеет $2l+1$ значений (табл. 3).

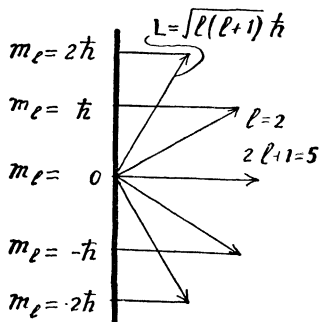
Таблица 3

l	$(2l+1)$ возможных значений m_l						
0				0			
1			-1	0	+1		
2		-2	-1	0	+1	+2	
3	-3	-2	-1	0	+1	+2	+3
				и т. д.			

Квантовое число m_l соответствует компоненте углового момента вдоль некоторого направления в пространстве, например направления приложенного магнитного поля:

$$\left(\begin{array}{c} \text{компонента углового момента} \\ \text{вдоль выбранного направления} \\ \text{в пространстве} \end{array} \right) = \frac{m_l \hbar}{2\pi} = m_l \hbar. \quad (43.27)$$

Таким образом, как величина, так и направление углового момента (как и в случае стоячих волн де Бройля в сосуде) принимают в отличие



Фиг. 154. Величина вектора квантового углового момента характеризуется целым числом l (здесь $l=2$), а его компонента в вертикальном направлении — целым числом m_l (здесь $m_l=2, 1, 0, -1, -2$). Величину m_l можно интерпретировать как компоненту углового момента в вертикальном направлении, так как она не превышает l (компонента вектора не может быть больше самого вектора). В отличие от классического случая вектор квантового момента может иметь лишь строго определенные направления в пространстве. (Исторически такое поведение квантового момента получило название пространственного квантования.)

от классического вектора углового момента лишь дискретные значения, определяемые целыми числами (фиг. 154). Интересно, понравилось бы это Пифагору?

УРОВНИ ЭНЕРГИИ АТОМА ВОДОРОДА

Решения уравнения Шредингера, а следовательно, и уровни энергии для электрона, находящегося под действием кулоновской силы, приложенной к нему со стороны протона (атом водорода), характеризуются тремя квантовыми числами

$$n, l, m_l,$$

где l и m_l — азимутальные квантовые числа, а n — главное квантовое число, определяющее стоячую волну де Бройля, которая описывает радиальную зависимость волновой функции электрона, находящегося в поле кулоновской силы. Эти три квантовых числа (их три, так как задача трехмерная) не являются независимыми, как было в случае частицы, заключенной в кубическом сосуде (числа n_x , n_y и n_z могли принимать любые целые значения), а связаны друг с другом следующим образом.

Главное квантовое число n может принимать любые целые положительные значения:

$$n=1, 2, 3, 4, \dots$$

Квантовое число, характеризующее полный угловой момент, может принимать любые целые значения меньше n :

$$l = n-1, n-2, \dots, 0,$$

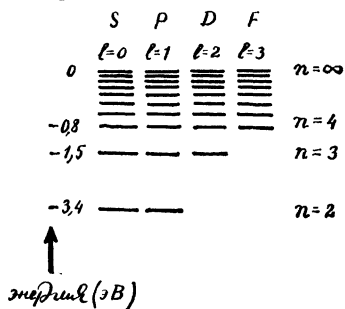
а магнитное квантовое число m_l (как уже было сказано) — следующие значения:

$$m_l = l, l-1, \dots, -l.$$

Энергетические уровни определяются только главным квантовым числом и в точности совпадают с уровнями, полученными Бором ¹⁾:

$$E = -\frac{2\pi^2 m e^4}{h^2} \frac{1}{n^2}. \quad (43.28)$$

На фиг. 155 изображена диаграмма энергетических уровней атома водорода, полученная на основании решения уравнения Шредингера.



Фиг. 155. Уровни энергии классифицируются по значениям их энергии и углового момента. Для этого употребляются следующие обозначения: $S(l=0)$, $P(l=1)$, $D(l=2)$ и т. д., которые восходят к спектроскопическим обозначениям. Современные обозначения — это смесь символов, введенных в течение последних примерно пятидесяти лет (взято из [1]).

-13,6 — основное состояние $n=1$

угловой момент →

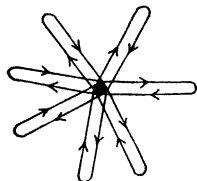
S -состояния, или состояния с нулевым угловым моментом (табл. 4), более или менее сферически симметричны. Их можно сравнить с классическим движением, направленным к центру или от центра и изображенным на фиг. 156. Угловые моменты P -, D -, ... состояний соответственно равны 1, 2, При заданном значении n состояние с максимальным возможным угловым моментом ($l=n-1$) соответствует вращению электрона по круговой орбите.

Уровни энергии других атомов, начиная с гелия и далее, несколько отличаются, как мы увидим, от энергетических уровней атома водорода.

¹⁾ И это, несмотря на различие в значениях углового момента: угловой момент атома Бора в основном состоянии равнялся величине $L=\hbar$; угловой же момент атома Шредингера в основном состоянии ($n=1$, $l=0$, $m_l=0$) равен нулю.

да; в общем случае структура уровней произвольного атома сходна со структурой уровней водородного атома, только расстояния между уровнями будут иными.

Далее, когда мы говорим о коллективе невозмущенных атомов, заключенных в охлажденном сосуде или движущихся в пространстве,



Ф и г. 156.

мы имеем в виду, что каждый из таких атомов находится в основном состоянии. Следовательно, наборы одинаковых атомов являются тождественными физическими системами. Этим объясняется известный факт, что два атома водорода или два атома гелия ничем не отличаются друг от друга. Это невозможно истолковать с классической точки зре-

Таблица 4

Симметрия	Инвариантность	Закон сохранения	Структура вырождения
сферы	относительно любых поворотов	углового момента	представленного ниже атома водорода

З а м е ч а н и е. Симметрия системы приводит к инвариантности относительно определенных операций и связана с законами сохранения и структурой вырождения энергетических уровней.

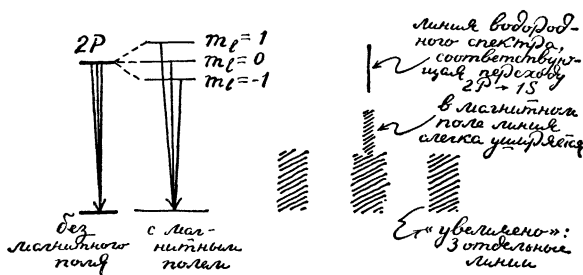
Спектроскопические обозначения	l	m_l от $-l$ до l	Число вырожденных состояний ($2l+1$)
S	0	0	1
P	1	-1 0 1	3
D	2	-2 -1 0 1 2	5
F	3	-3 -2 -1 0 1 2 3 и т. д.	7

З а м е ч а н и е. Это относится к атому водорода, силовая система которого (и ее эквипотенциальные поверхности) обладает симметрией сферы и инвариантна относительно поворотов. Исследования свойств инвариантности, скромно возникшие еще в классической физике, настолько прочно вошли в современную физику, что часто приходится слышать даже жалобы, что в современной физике ничем другим и не занимаются.

ния; так, если рассмотреть, например, солнечную систему, то ниоткуда не будет следовать, что орбита одной планеты должна совпадать с орбитой другой или что две солнечные системы обязаны быть тождественными, даже если законы движения и силы, действующие между солнцами и планетами, будут абсолютно одинаковыми. В классическом случае дискретные состояния не существуют, поэтому, насколько нам известно, солнечные системы, в отличие от атомов, должны различаться между собой.

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

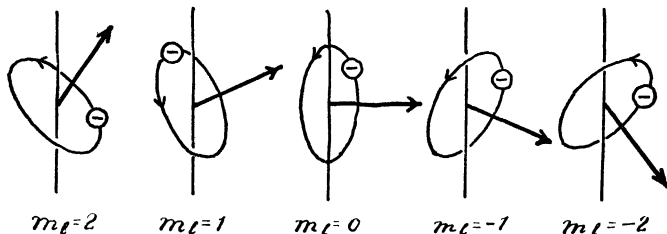
В 1896 г. Зееман обнаружил, что «период светового излучения натриевого пламени может измениться, если на пламя подействовать магнитной силой», и что в присутствии магнитного поля «обе линии D расширились» [2]. Более тщательный анализ показал, что происходит не расширение спектральных линий таких элементов, как водород или натрий, а расщепление их на несколько составляющих, названных *мультиплетами*. Например, при наложении магнитного поля линия, соответствующая переходу $2P \rightarrow 1S$ атома водорода (переход из состояния $n=2, l=1$ в состояние $n=1, l=0$), расщепляется на три линии (фиг. 157).



Фиг. 157.

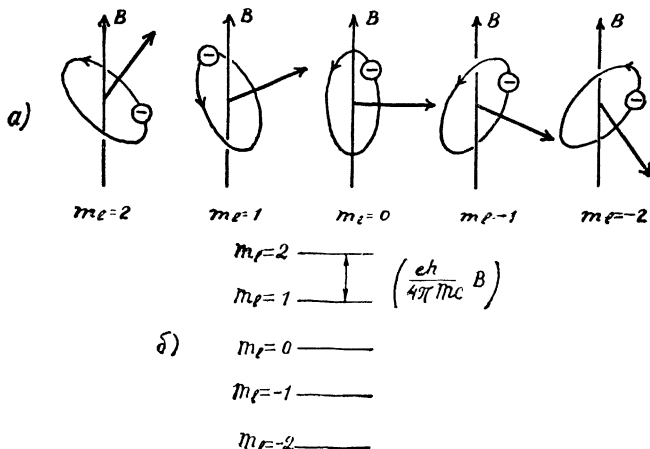
Классическое объяснение этого эффекта, выдвинутое Лоренцем, основывается на том, что магнитное поле изменяет орбиту электрона. С точки зрения квантовой теории этот эффект объясняется расщеплением тех вырожденных уровней энергии атома водорода, которые обладали одинаковыми угловыми моментами, на несколько уровней со слегка отличающимися значениями энергии. Этот эффект является прекрасной иллюстрацией того, что вырождение уровней, связанное со свойством симметрии системы, снимается, когда нарушается эта симметрия. (В случае частицы, заключенной в кубическом сосуде, вырождение частично снимется, если длина одной из сторон сосуда, например l_z , изменится, однако останется вырождение, соответствующее симметрии квадрата.)

Вырождение энергетических уровней, соответствующее $2l+1$ значениям направления углового момента, или ориентациям плоскости движения электрона, обусловлено тем, что энергия атома не зависит от направления углового момента (свойства пространства одинаковы во всех направлениях) (фиг. 158).



Фиг. 158. В пустом пространстве положение плоскости орбиты электрона не влияет на энергию атома. Поэтому уровни, определяемые $2l+1$ значениями магнитного квантового числа, которые соответствуют $2l+1$ направлениям вектора углового момента, обладают одинаковыми энергиями.

При включении магнитного поля ситуация в корне меняется; теперь появляется выделенное направление, а именно направление магнитного поля; энергия атома начинает зависеть от взаимного рас-



Фиг. 159. Во внешнем магнитном поле энергия системы зависит от направления вектора углового момента (а). Для данного случая ($l=2$) магнитное квантовое число может принимать свои обычные пять значений ($-2, -1, 0, 1, 2$). Энергия же системы зависит теперь от значения этого квантового числа (отсюда возникло его название). В результате уровни расщепляются (б).

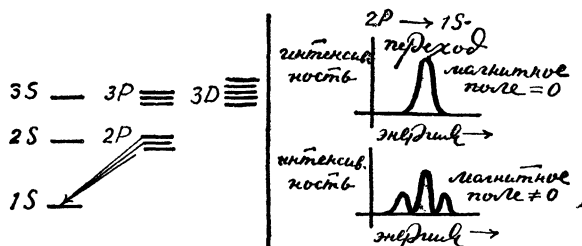
положения векторов магнитного поля **B** и углового момента, так как с электроном, вращающимся по орбите, связан ток, а энергия взаимодействия этого тока с внешним магнитным полем зависит от их взаимной ориентации (фиг. 159, а).

При заданном l расщепление уровней энергии составляет

$$\Delta E = \left(\frac{eh}{4\pi mc} \right) m_l B. \quad (43.29)$$

Эта величина чрезвычайно мала. Так, например, уровень $2P$ атома водорода в присутствии магнитного поля, напряженность которого равна 10 000 гаусс (весьма сильное поле), расширяется примерно на 10^{-4} эВ.

Поэтому при наличии магнитного поля трехкратно вырожденный уровень P расщепляется на три уровня, пятикратно вырожденный уровень D расщепляется на пять уровней и т. д. Разность энергий между



Ф и г. 160. Расщепление некоторых m_l -уровней в магнитном поле; энергии переходов, скажем, между тремя уровнями $2P$ и одним уровнем $1S$ теперь слегка различаются. Наблюдение атомных спектров при наличии магнитного поля является одним из методов определения числа состояний, связанных с одним уровнем.

расщепленными уровнями определяется как раз различием значений энергии взаимодействия между круговым током и внешним магнитным полем при различных их взаимных ориентациях (фиг. 159, б). Таким образом, включение внешнего магнитного поля нарушает свойство одинаковости всех направлений в пространстве подобно тому, как удлинение одной из сторон кубического сосуда нарушает симметрию трех взаимно перпендикулярных направлений движения, и снижает вырождение уровней, связанное с этой симметрией (фиг. 160).

СПИН ЭЛЕКТРОНА

Более тщательное исследование структуры отдельных спектральных линий вскоре показало, что они расщепляются более сложным образом, и это явление получило название *аномального эффекта Зеемана*. В частности, иногда наблюдалось удвоение числа расщепленных спектральных линий, связанных с $(2l+1)$ -кратным вырождением энергетических уровней. Это явление выглядело довольно странным, так как из него следовало, что должно существовать еще одно квантовое число (что вскоре и было предположено), которое может принимать только два значения. Однако природа этого квантового числа была

абсолютно неясной. Происхождение остальных чисел было уже выяснено. Считалось, что состояние системы полностью определено, если заданы три числа: n_x, n_y, n_z в случае электрона, заключенного в кубическом сосуде, и n, l, m_l в случае атома водорода. Наблюдаемое удвоение линий указывало на то, что, помимо квантовых чисел n_x, n_y, n_z (соответствующих значениям импульса в трех пространственных направлениях) или n, l, m_l , должно существовать еще одно квантовое число, принимающее лишь два значения. Откуда же берется это число?

Говорят, однажды Вольфганг Паули, который был очень заинтригован этой проблемой и непрерывно над ней размышлял, был остановлен на улице Копенгагена, где подобные вещи случаются, пожилой женщиной, которую поразило печальное выражение его лица. Когда она спросила Паули о причине его горя, он только покачал головой, пожал плечами и пробормотал: «Мадам, я не могу понять аномальный эффект Зеемана».

В конце концов это явление было объяснено Гаудсмитом и Уленбеком, которые выдвинули одну из важнейших гипотез в те годы. Они предположили, что электрон обладает, помимо заряда и массы, еще одним свойством, которое они назвали *спином*. У каждого электрона, по их мнению, есть спин, или собственный угловой момент, подобно тому как, например, у Земли, помимо углового момента, связанного с ее движением по орбите вокруг Солнца, есть угловой момент, обусловленный ее вращением вокруг собственной оси. Однако происхождение собственного углового момента Земли объясняется вращением вещества, распределенного внутри сферы. В случае же электрона происхождение его собственного углового момента объяснить вовсе не так просто. Паули, например, считал, что введение идеи спина обусловлено просто атавистической ассоциацией классического понятия с чисто квантовым объектом.

Если все-таки согласиться с тем, что каждый электрон обладает спином¹⁾, которому соответствует внутреннее азимутальное число

$$l_{\text{спин}} \text{ (обозначается буквой } s) = \frac{1}{2} \quad (43.30)$$

(квантовое число, соответствующее внутреннему, или спиновому, угловому моменту, может принимать полуцелые значения в отличие от числа, соответствующего внешнему моменту), то число проекций спина на выделенное направление в пространстве равно двум:

$$m_s = -\frac{1}{2} \text{ или } m_s = +\frac{1}{2}, \quad (43.31)$$

что объясняет требуемое удвоение спектральных линий (фиг. 161). Далее, если со спином связать магнитный момент (можно представлять магнит, образованный током, который возникает при гипоте-

¹⁾ Квадрат спинового момента равен $s(s+1) \hbar^2$.

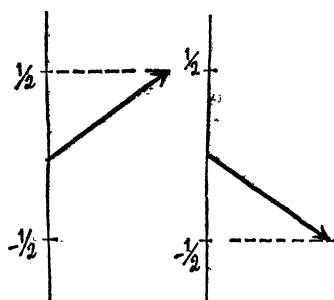
тическом вращении электрона),

$$\left(\begin{array}{l} \text{магнитный момент электрона,} \\ \text{«вызванный» током, который} \\ \text{возник при вращении заряда} \\ \text{электрона} \end{array} \right) = \frac{e\hbar}{2mc}, \quad (43.32)$$

то при включении магнитного поля уровни энергии, соответствующие двум направлениям спина, разойдутся на величину¹⁾

$$\frac{e\hbar}{mc} B.$$

Хотя и трудно было объяснить происхождение спина электрона и прошло некоторое время, прежде чем удалось согласовать это внутрен-



Фиг. 161. Спиновый угловой момент имеет две проекции в заданном пространственном направлении; соответствующие компоненты углового момента равны

$$m_s = -\frac{1}{2} \frac{h}{2\pi} \quad \text{или} \quad m_s = \frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}. \quad (43.33)$$

Поскольку в отсутствие внешнего магнитного поля энергия системы не зависит от направления спина, мы имеем удвоение уровней (два вырожденных уровня), связанное с собственным свойством, спином и с внешней симметрией — симметрией относительно поворотов вокруг центра.

Ее свойство с другими известными ранее, вскоре стало ясно, что выдвинутое Гаудсмитом и Уленбеком предположение очень хорошо объясняет наблюдаемую структуру спектральных линий. И, как мы вскоре увидим, удвоение уровней, связанное со спином электрона, играет основную роль при построении периодической системы элементов.

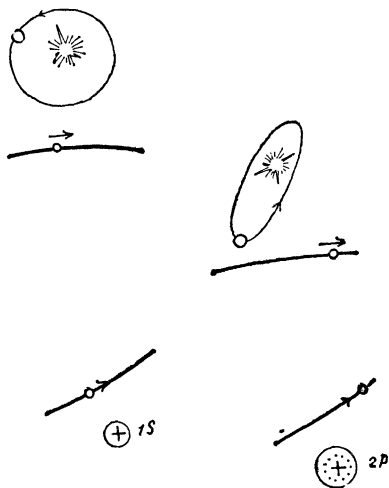
¹⁾ Магнитное поле вращающегося заряженного шара сходно с магнитным полем рамки с током, изученным в гл. 20. Во внешнем магнитном поле на вращающийся электрон (как на стрелку компаса) действует сила, стремящаяся повернуть его магнитный момент вдоль направления этого поля.

44

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЧАСТИЦ И ФОТОНОВ
С АТОМНЫМИ СИСТЕМАМИ

ВЕЩЕСТВО

Классическая система, например планета, вращающаяся вокруг Солнца, может быть возмущена непрерывным образом: комета, пролетающая вблизи планеты, может изменить ее энергию, угловой момент или форму ее орбиты на произвольно малую величину. Если же возмутить квантовую систему (скажем, атом водорода или какой-нибудь другой атом), то ее энергия или угловой момент могут принять только такие новые значения, которые соответствуют другим уровням, определяемым возможными решениями уравнения Шредингера. Например,



Фиг. 162. Классическая планета может изменить свою орбиту произвольным образом, зависящим от расстояния между кометой и планетой, и т. д. Квантовая же «планета» может лишь перейти с одной разрешенной орбиты на другую, если она сталкивается с другой частицей или светом.

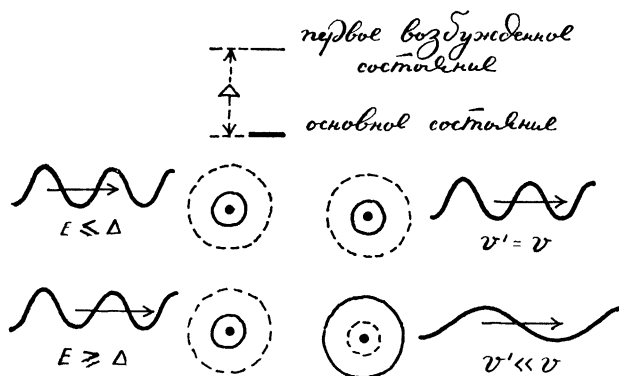
атом водорода, находящийся в основном состоянии ($1S$), может перейти в результате возмущения в состояния $2S$, $2P$, $3S$, Энергии этих состояний отличаются от энергии основного состояния на определенные фиксированные величины. Таким образом, характер взаимодействия и передачи энергии квантовой системы в корне отличается от соответствующего поведения классической системы (фиг. 162).

Проверять следствия теории Бора начали с дискретной структуры энергетических уровней атомной системы. В 1914 г. Франку и Герцу, пропускавшим через охлажденные пары ртути поток электронов с различными энергиями, удалось определить характер происходящей

при этом передачи энергии. Если бы атомы ртути вели себя подобно классической солнечной системе, а электроны — подобно кометам, то каждый электрон потока определенно потерял бы после прохождения паров ртути какую-то часть своей энергии. Согласно же наблюдениям Франка и Герца оказалось, что электроны, проходящие через ртутные пары, не теряют энергии до тех пор, пока она не достигает значения порядка 4,9 эВ. После этого электрон мгновенно передает значительную часть своей энергии атомам. Значение энергии 4,9 эВ соответствует энергии первого возбужденного состояния атома ртути. Как писал Бор в конце своей статьи, опубликованной в 1913 г.:

«... расчеты наводят на мысль, что очень быстрый электрон, проходящий через атом и сталкивающийся со связанными электронами, теряет энергию определенными конечными квантами. Сразу видно, что этот вывод сильно отличается от результатов, которые получаются, если рассматривать столкновения на основе обычных законов механики» [1].

Основное отличие квантового процесса столкновения электрона с атомом от соответствующего классического процесса (который имел бы место, если бы атом был достаточно массивен) состоит в том, что



Ф и г. 163. Обозначим через Δ разность энергий между основным и первым возбужденным состоянием атома. Когда энергия налетающего электрона меньше Δ , он не может возбудить атом, так как энергия при этом не сохранится, поэтому он проходит сквозь атом, практически не изменив скорости своего движения. Если же энергия электрона равна или больше Δ , то электрон может возбудить атом, в результате чего атом перейдет в возбужденное состояние, а электрон замедлится. Следовательно, когда энергия электрона лишь слегка превышает Δ , можно наблюдать, что некоторые электроны, проходящие через газ, теряют почти всю свою энергию.

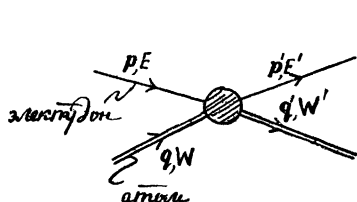
в первом случае электрон не может передать атому энергию произвольной величины. Орбита атомного электрона может изменяться лишь скачкообразно при получении атомом определенных дискретных порций энергии. Поскольку внутренняя энергия квантовой системы может

изменяться лишь на дискретную величину, а полная энергия должна сохраняться, то и энергия пролетающего вблизи атома электрона должна тоже изменяться на дискретную величину (фиг. 163).

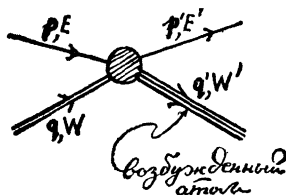
Если энергия электрона недостаточна для возбуждения атома, то между ними происходит упругое столкновение (внутренние состояния атома и электрона не меняются, фиг. 164). При таком столкновении импульс и кинетическая энергия системы сохраняются:

$$\begin{aligned} \mathbf{p} + \mathbf{q} &= \mathbf{p}' + \mathbf{q}', \\ E + W &= E' + W'. \end{aligned} \quad (44.1)$$

Поскольку атом в несколько тысяч раз тяжелее электрона, он практически не смещается при столкновении, поэтому можно считать, что



Фиг. 164.



Фиг. 165.

его энергия W при этом не изменяется. Следовательно, можно считать, что энергия электрона тоже остается постоянной:

$$E = \frac{1}{2} mv^2 \approx E'. \quad (44.2)$$

Однако, если начальная энергия электрона достаточно велика, то при столкновении он может перевести атом в возбужденное состояние (фиг. 165). В этом случае конечная энергия атома W' связана с его начальной энергией по формуле

$$W' = W + \Delta,$$

так что

$$E' = E - \Delta. \quad (44.3)$$

Такое столкновение не является упругим, так как внутреннее состояние атома изменяется. Если величина Δ порядка E , то конечная энергия E' будет мала, т. е. в результате такого столкновения быстро летящий электрон практически остановится.

При разности энергий порядка 5 эВ (типичное расстояние между атомными уровнями энергии), чтобы возбудить атом, электрон должен лететь со скоростью

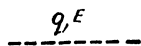
$$v = \sqrt{\frac{2E}{m}} \approx \sqrt{\frac{2 \cdot 5 \cdot 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}}{10^{-27} \text{ г}}} \approx 1,3 \cdot 10^8 \text{ см/с}. \quad (44.4)$$

[При тепловых атом-атомных столкновениях, когда средняя кинетическая энергия атомов равна $\frac{3}{2} k_B T$, атомы будут возбуждаться при температуре порядка 40.000 К. Следовательно; при комнатной температуре (300 К) большинство атом-атомных столкновений являются упругими.]

Одна из причин успеха классической кинетической теории состоит в том, что квантовомеханическая система — атом, если интересоваться лишь теми ее свойствами, которые представляют интерес для кинетической теории, ведет себя подобно бильярдному шару. Если атомы движутся достаточно медленно, так что при их столкновениях атомные электроны не покидают основное состояние (что как раз и имеет место при обычных температурах), то их столкновения будут упругими, так как внутренние состояния атомов не изменяются. Следовательно, с точки зрения наблюдателя, не интересующегося детальным строением атомной системы, такие атомы ведут себя как маленькие бильярдные шары.

СВЕТ

Характер взаимодействия света, или фотонов, с атомами имеет много как общих, так и отличительных черт с характером взаимодействия электронов с атомами. Фотон, как и электрон, можно считать квантом с заданными энергией и импульсом. Чтобы отличить фотон от электрона, мы будем всегда изображать его путь штриховой линией (фиг. 166). Подобно электрону, фотон может передавать свою энергию



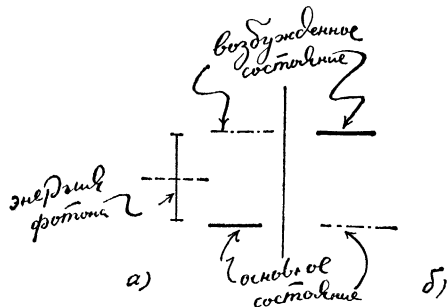
Ф и г. 166. Диаграмма фотона с импульсом q и энергией $E = h\nu = cq$.

и импульс атомной системе таким образом, как если бы он был частицей. Однако при столкновении фотона с электроном атомной системы (в отличие от столкновения электрона с атомным электроном) фотон может поглотиться, так что атом перейдет в возбужденное состояние, а налетающий фотон исчезнет (фиг. 167). Отличие в поведении фотона и электрона связано с фундаментальным физическим законом: заряд не может ни возникнуть, ни уничтожиться. Фотоны же, или свет, могут рождаться и исчезать. С точки зрения теории Максвелла рождение фотонов происходит в том случае, когда заряженное тело движется с ускорением; с квантовомеханической же точки зрения — когда заряженная частица (электрон) перескакивает с одной бортовой орбиты на другую.

Поглотится ли фотон или нет при столкновении, зависит от того, какой энергией он обладает. Если энергия фотона слишком мала для перевода электрона из основного состояния в наинизшее возбужденное состояние, то фотон свободно пройдет через атомную систему. Однако если величина его энергии сравнивается с разностью энергий между

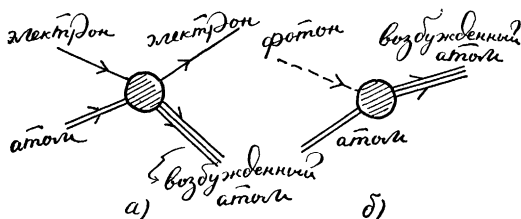
основным и каким-либо возбужденным состояниями атомной системы, то он поглощается ею и система перейдет в возбужденное состояние (фиг. 168).

Если атом переходит в возбужденное состояние, то, как правило, он не остается в этом состоянии в течение длительного промежутка



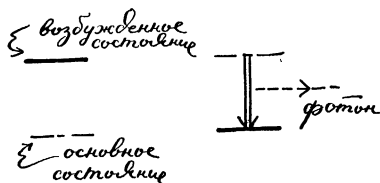
Ф и г. 167. а) Имеются падающий фотон и атом, находящийся в основном состоянии; б) фотон поглощен, а атом перешел в возбужденное состояние.

времени, а снова переходит в основное состояние или в другое возбужденное состояние с меньшей энергией, излучая при этом фотон (фиг. 169). Таким образом, если в результате прохождения электронов,



Ф и г. 168. а) Электрон, взаимодействующий с атомом, не поглощается, хотя и теряет при этом часть своей энергии; б) фотон, взаимодействующий с атомом, может поглощаться.

или облучения системы атомов светом, или просто из-за взаимных столкновений атомов (скажем, если атомы находятся в пламени горелки Бунзена) эта система возбуждается, то возбужденные атомы, переходя



Ф и г. 169.

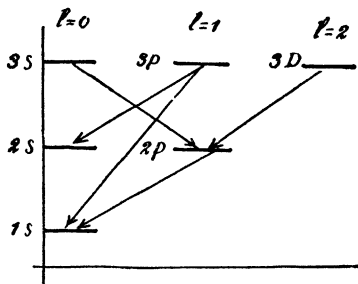
в другое возбужденное состояние или в основное состояние, будут излучать свет. Поэтому можно надеяться, что удастся обнаружить свечение системы возбужденных атомов. Каждый атом излучает харак-

терный для него свет, так как строение энергетических уровней различных атомов различно; на этом основывается весь химический спектральный анализ. Так, при интенсивном переходе атома натрия излучается желтая линия, а при интенсивном переходе атома стронция — красная, причем частота излученной линии определяется разностью энергий уровней, между которыми произошел переход:

$$\nu = \frac{E_2 - E_1}{h}. \quad (44.5)$$

Излученный свет обладает не непрерывным, а дискретным спектром, так как он излучается при переходах между дискретными атомными уровнями. Таким образом, излучение света с дискретным спектром при атомных переходах является с точки зрения квантовой теории естественным следствием дискретной структуры энергетических уровней квантовых атомов.

Далее, как можно было бы предвидеть, не все переходы между различными атомными состояниями являются одинаково вероятными. Некоторые переходы обладают большой вероятностью, а другие маловероятны или вообще невозможны. Квантовая теория позволяет вычислить вероятности переходов из одного атомного состояния в другое. (В следующем разделе мы кратко расскажем о том, как это делается.) Чем большей вероятностью обладает переход, тем чаще он происходит и тем большую интенсивность имеет соответствующая спектральная линия. Поэтому результаты расчетов вероятностей переходов можно сравнивать с наблюдаемыми интенсивностями различных линий атомного спектра.



Фиг. 170.

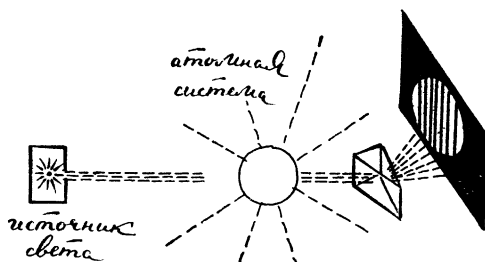
Получающееся при этом прекрасное совпадение теоретических и экспериментальных результатов является одним из экспериментальных подтверждений квантовой теории.

На фиг. 170 изображены некоторые из наиболее вероятных при нормальных условиях переходов между атомными уровнями, сопровождающихся испусканием фотонов.

На основании анализа, проведенного выше, мы можем также понять процесс поглощения света атомными системами. Если облучать светом систему, состоящую из холодных атомов (будем считать, что световые фотоны обладают всеми энергиями, т. е. свет имеет непрерывный спектр), то те фотоны, которые могут перевести холодные атомы в возбужденное состояние, будут «выбиты» из непрерывного спектра исходного излучения. Конечно, переходя в исходное состояние, атомы будут излучать фотоны, однако в общем случае эти фотоны будут разлетаться во всех направлениях. Поэтому наблюдатель, изучающий спектр света, прошедшего сквозь атомную систему, обнаружит, что фотоны, погло-

щенные атомами системы, приходят на экран для наблюдения в гораздо меньших количествах, чем те фотоны, которые не поглощались. В этом и состоит объяснение темных линий Фраунгофера в спектре Солнца (фиг. 171).

Типично квантовыми процессами, представляющими большой интерес, являются процессы, в которых атомы какого-нибудь элемента переходят (в результате столкновений с другими атомами, либо в результате столкновений с электронами, либо при поглощении света)



Фиг. 171. Источник света с широким спектром волн облучает холодную атомную систему. Фотоны, поглощенные атомной системой, переизлучаются равномерно во всех направлениях; в выходящем из системы пучке число таких фотонов уменьшится по сравнению с числом фотонов, обладающих другими энергиями, и на экране этим фотонам будут соответствовать темные линии.

из основного состояния в любое из большого числа возможных возбужденных состояний. При обратных переходах из возбужденного состояния в другие возможные возбужденные состояния или в основное состояние излучается свет с дискретными значениями длин волн или частот. Интенсивность света определяется вероятностью перехода между двумя заданными уровнями. Если, например, энергия основного состояния какой-то атомной системы отличается от энергии возбужденного состояния, в которое атом легко переходит, и если разность этих энергий такова, что частота излученного фотона находится в видимой части спектра, то такие фотоны будут интенсивно излучаться атомом, если он возбужден, или поглощаться им, если его облучить светом. Атомы обычной краски, например, являются именно такими системами, которые интенсивно переходят из основного состояния в возбужденное; разность энергий между состояниями отвечает определенному цвету в видимой части спектра. Когда на атомы краски попадает белый свет, этот цвет интенсивно поглощается, остальные же цвета отражаются или проходят через краску и попадают в глаз.

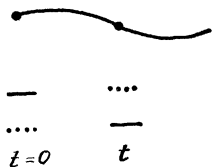
Пример. При анализе своего эксперимента Франк и Герц отмечали, что энергия, требуемая для возбуждения атомов ртути при бомбардировке их электронами, практически равна энергии излученного света в спектре ртути. Длина волны, например, интенсивной линии в спектре ртути равна $2,536 \cdot 10^{-5}$ см. Этой длине волны соответствует энергия

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda} = \frac{(6,62 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{с}) (3 \cdot 10^{10} \text{ см/с})}{2,536 \cdot 10^{-5} \text{ см}} = 7,83 \cdot 10^{-12} \text{ эрг} = 4,9 \text{ эВ}.$$

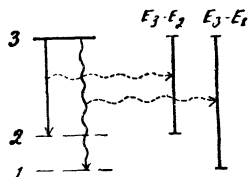
ВЕРОЯТНОСТИ ПЕРЕХОДОВ

Классическая планета, на которую действует гравитационная сила со стороны Солнца, вечно движется по эллиптической орбите, в одном из фокусов которой расположено Солнце. Если на планету подействует возмущающая сила, скажем вблизи нее пролетит комета, то орбита планеты изменится; если известны положения и скорости как кометы, так и планеты в какой-то момент времени, то можно вычислить их последующие траектории. В квантовой теории такие расчеты не только являются невозможными, но и не представляют особого интереса. Квантовый электрон, на который действует кулоновская сила со стороны атомного ядра, находится в одном из разрешенных состояний, определяемых решением уравнения Шредингера для случая атома водорода ($1S, 2P, \dots$), и при отсутствии возмущения остается вечно в этом состоянии. Если же на электрон действует возмущающая сила (со стороны других атомов, электронов, протонов и т. д.), то его волновая функция будет так изменяться со временем, что это изменение можно будет истолковать как переход электрона в другое разрешенное состояние атома водорода. В квантовой теории обычно рассчитывают вероятности таких переходов.

В этой связи удобно ввести определение движения аристотелевского типа. Полезно рассматривать движение планеты по эллиптической орбите или стационарную волновую функцию электрона как некое нормальное (или естественное при данных условиях) движение, которое происходит без внешнего воздействия. При включении внешнего воздействия (внешнего влияния, или возмущения) «нормальная»



Фиг. 172.



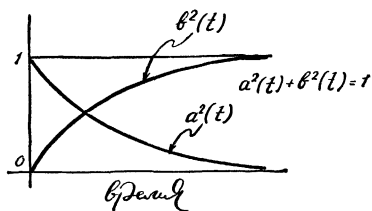
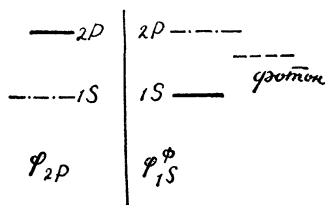
Фиг. 173.

эллиптическая орбита или атомное состояние водородного типа могут измениться. Поэтому основной интерес представляет изучение «возмущений», способных вызвать переходы из одного состояния в другое.]

В классическом случае основная проблема механики состоит в следующем: где находится частица в момент t , если в момент $t=0$ ее положение и скорость были заданы? В квантовой же механике часто интересуются таким вопросом: если в момент $t=0$ система находится в каком-то «начальном» состоянии, то какова вероятность нахождения ее в каком-то другом «конечном» состоянии в более поздний момент времени t (фиг. 172)?

Рассмотрим квантовую систему, волновая функция которой при $t=0$ имеет какой-то определенный вид $\psi(t=0)$. [В случае атома водорода $\psi(t=0)$ может быть волновой функцией, соответствующей, например, $2P$ -состоянию системы. Тогда можно утверждать, что при $t=0$ вероятность нахождения атома в $2P$ -состоянии равна единице, а вероятности нахождения атома в других состояниях равны нулю.] В квантовой динамике мы не рассматриваем движение электрона по орбите вокруг ядра. Мы не только не в состоянии это сделать, но нам это и не требуется. Нас интересует лишь изменение волновой функции со временем. Если на атом действует какое-либо возмущение, скажем электромагнитное поле (фотоны), то волновая функция в более поздний момент времени t будет отличаться от начальной волновой функции. Оказывается, что волновая функция типично квантовой системы становится со временем смесью (суммой, или суперпозицией) волновых функций, соответствующих различным состояниям системы, например различным состояниям водородного атома.

Если, скажем, система находится в возбужденном состоянии и существуют два уровня, на которые эта система может перейти, то расчет вероятностей перехода между первым уровнем и двумя более низкими можно сравнить с интенсивностью соответствующего излучения. Если вероятность перехода между возбужденными уровнями 3 и 2 меньше, чем вероятность перехода между уровнями 3 и 1 (фиг. 173), то число атомов, совершающих переход $3 \rightarrow 2$, или число излученных фотонов с энергией $E_3 - E_2$, будет меньше числа фотонов с энергией $E_3 - E_1$.



Фиг. 174.

Фиг. 175.

В качестве простого примера рассмотрим квантовую систему, которая обладает только двумя уровнями, или просто ограничимся рассмотрением лишь двух уровней определенной атомной системы, скажем уровней $2P$ и $1S$ атома водорода. Волновую функцию водородного атома в состоянии $2P$ обозначим следующим образом:

$$\psi_{2P} = \text{волновая функция водородного атома в } 2P\text{-состоянии,} \quad (44.6)$$

а волновую функцию системы, состоящей из атома водорода в состоянии $1S$ и излученного с соответствующей энергией фотона, — так (фиг. 174):

$$\psi_{1S}^\phi = \text{волновая функция водородного атома в } 1S\text{-состоянии и фотона с энергией } h\nu = E_{2P} - E_{1S}. \quad (44.7)$$

При $t=0$ волновая функция системы совпадает с волновой функцией водородного атома в $2P$ -состоянии; в этот момент времени вероятность нахождения атома в $2P$ -состоянии равна единице и вероятность нахождения атома в $1S$ -состоянии с испущенным фотоном равна нулю. Таким образом, при $t=0$ волновая функция системы

$$\psi(t=0) = \varphi_{2P}. \quad (44.8)$$

Через некоторое время волновой функцией системы становится сумма волновых функций $2P$ - и $1S$ -состояний с испущенным фотоном:

$$\psi(t) = a(t) \varphi_{2P} + b(t) \varphi_{1S}^{\Phi}. \quad (44.9)$$

Коэффициенты $a(t)$ и $b(t)$ характеризуют вероятности нахождения системы соответственно в $2P$ - и $1S$ -состояниях. Так, при $t=0$ $a(t)=1$, а $b(t)=0$. С течением времени $b(t)$ возрастает, а $a(t)$ уменьшается (фиг. 175). Величина $b(t)$ интерпретируется как амплитуда вероятности перехода между $2P$ - и $1S$ -состояниями с излучением фотона. Величина же $b^2(t)$ есть вероятность перехода между этими двумя состояниями¹⁾.

Обычно вероятность перехода между двумя уровнями отличается от нуля. (Все, что может случиться, рано или поздно произойдет.) Метод получения простых оценок величины вероятности будет дан позже. Если эта величина точно равна нулю, то соответствующий переход называется *запрещенным*. Как правило, невозможность перехода связана с каким-нибудь законом сохранения. Таким образом, классические законы сохранения проявляются в квантовой теории как условия разрешенных или запрещенных переходов. В рассмотренном выше случае, например, вероятность перехода отлична от нуля только в том случае, если энергия фотона в точности равна разности энергий уровней $2P$ и $1S$ (сохранение энергии). При различных процессах вероятности перехода не равны нулю только тогда, когда такие величины, как энергия, импульс и угловой момент, сохраняются (их значения одинаковы в «начальном» и «конечном» состояниях). Какая же из величин сохраняется в том или ином случае, зависит от характера действующих сил и определяется, как мы видели раньше, симметрией системы. Таким образом, по виду разрешенных переходов, так же как и по структуре вырождения квантовой системы, можно судить о свойствах симметрии соответствующей силовой системы. Например, если угловой момент не сохраняется (его величина различна в «начальном» и «конечном» состояниях), то можно заключить, что силовая система не остается неизменной при поворотах.

¹⁾ При измерениях мы получим либо φ_{2P} , либо φ_{1S}^{Φ} (подобно тому как при измерениях мы всегда получаем полный заряд электрона). Вероятности же получения φ_{2P} или φ_{1S}^{Φ} определяются величинами a^2 и b^2 .

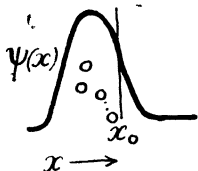
45

КВАНТОВЫЕ СИСТЕМЫ МНОГИХ ЧАСТИЦ

ПРИНЦИП ЗАПРЕТА ПАУЛИ

Одно из наиболее почитаемых и самоочевидных представлений здравого смысла сводится к тому, что два тела не могут одновременно находиться в одном и том же месте; отрицать это утверждение кажется невозможным. Тем не менее для квантов это утверждение, если оно вообще имеет какой-то смысл, не всегда верно. С той точностью, с которой удастся определить положение фотонов в какой-то момент времени, мы можем сказать, что в одном и том же месте могут одновременно находиться два, три или большее число фотонов, или, как принято говорить, что их можно описать тождественными волновыми функциями. Именно такая возможность позволяет построить из фотонов классические электрические и магнитные поля.

Не запрещается устраивать наложение тождественных волновых функций для любого числа фотонов. В результате оказывается, что вероятность нахождения первого фотона в точке x_0 будет равна вероятности нахождения второго фотона в точке x_0 или вероятности нахождения N -го фотона в той же точке. Все частицы, которые обладают



Фиг. 176.

таким свойством, называются *бозонами*¹⁾, и их спинные квантовые числа имеют целые значения: 0, 1, 2, 3 и т. д. Спин фотона равен 1.

Существует другой класс частиц, так называемых *фермионов*²⁾, спинные квантовые числа которых принимают полуцелые значения

$1/2, 3/2$ и т. д. и которые не допускают наложения волновых функций, как для системы бозонов (фиг. 176). Это свойство эквивалентно классическому утверждению о том, что два объекта не могут одновременно находиться в одном и том же месте. Впервые его ввел в квантовую физику Вольфганг Паули в 1925 г., и позднее оно получило название *принципа запрета Паули* — своего рода компенсация за неудачную попытку объяснить аномальный эффект Зеемана и за огорчение по поводу того, что это объяснение удалось сделать другим.

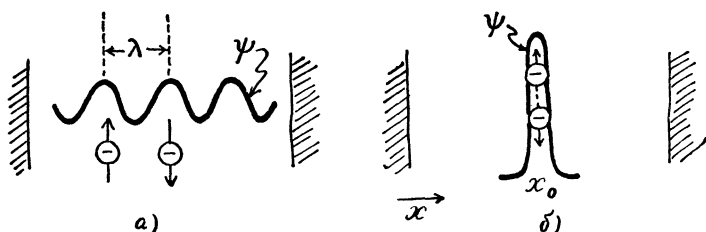
С точки зрения теории Шредингера, которая начала свою жизнь с рассмотрения одночастичных систем, принцип запрета является дополнительным постулатом, который ограничивает выбор возможных

¹⁾ В честь индийского физика Бозе.

²⁾ В честь Энрико Ферми, который первым исследовал их свойства.

волновых функций для систем с большим числом электронов. С точки зрения релятивистской квантовой теории (см. далее) этот принцип вытекает как следствие из постулатов теории относительности и квантовой теории в случае частиц со спином $1/2$. Это пример триумфа или волшебства современной квантовой теории: все фермионы, т. е. частицы, подчиняющиеся принципу Паули, должны обладать полужелыми спинами, в то время как частицы, не подчиняющиеся этому принципу (бозоны), имеют целочисленный спин.

Содержание принципа запрета можно сформулировать следующим образом: если имеются два электрона, то волновая функция одного из них не может быть тождественна волновой функции, описывающей



Фиг. 177. Два электрона можно описать волновыми функциями с одинаковыми импульсами (а) или функциями, локализованными в точке x_0 (б), если спины электронов направлены в противоположные стороны.

второй электрон (квантовые числа обоих электронов не могут все совпадать между собой). Таким образом, два электрона не могут одновременно иметь одинаковые импульсы и одинаково направленные спины. (Именно это делает понятие спина чрезвычайно важным; ибо если и могут существовать два электрона с одинаковыми импульсами, то их спины должны быть направлены в противоположные стороны; наличие спина объясняет также упоминавшееся удвоение числа энергетических уровней.) Далее, два электрона не могут быть локализованы в одном и том же месте, если их спины направлены в одну сторону (фиг. 177).

Это ограничение, налагаемое на вид волновых функций систем многих электронов, вместе с картиной энергетических уровней, вытекающей из квантовой теории, позволяет понять структуру периодической таблицы элементов, природу химической связи и многие свойства вещества.

СИММЕТРИЯ ВОЛНОВОЙ ФУНКЦИИ ОТНОСИТЕЛЬНО ПЕРЕСТАНОВКИ ТОЖДЕСТВЕННЫХ ЧАСТИЦ

Принцип запрета определенным образом связан с симметрией волновой функции системы многих частиц относительно перестановки тождественных частиц.

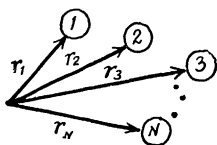
Волновая функция квантовой системы из 2, 3, ..., N частиц (для простоты мы не учитываем сейчас их спины) является в общем случае функцией N координат $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_N$ (фиг. 178). Координата первой частицы $\mathbf{r}_1$, второй $\mathbf{r}_2$, N -й $\mathbf{r}_N$. Тогда

$$\Psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_N)$$

есть волновая функция системы из N частиц. При заданных значениях $\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N$ волновая функция определяет некоторое число. Квадрат этого числа

$$\Psi^2(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N)$$

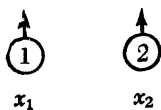
интерпретируется как вероятность того, что частица 1 находится в точке $\mathbf{r}_1$, частица 2 — в точке $\mathbf{r}_2$ и т. д. Волновая функция системы



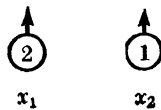
Фиг. 178.

многих частиц удовлетворяет главному свойству суперпозиции: сумма двух волновых решений тоже является решением при тех же условиях. Таким образом, вся система из N частиц обладает основными свойствами волны — свойством интерференции и т. п. Все это налагает серьезные ограничения на вид волновой функции системы, состоящей из большого числа тождественных частиц. Об этих ограничениях рассказывается ниже.

Рассмотрим систему квантовых частиц (скажем, состоящую из двух электронов, как на фиг. 179); пусть электрон 1 находится в x_1 , элект-



Фиг. 179.



Фиг. 180.

рон 2 — в x_2 , их спины направлены в одну сторону, а волновая функция системы имеет вид

$$\Psi_{\uparrow \uparrow}(x_1, x_2).$$

Представим теперь, что электроны поменялись местами: электрон 1 перешел в x_2 , а электрон 2 — в x_1 (фиг. 180).

Если частицы различны или если они обе — электроны, но отличающиеся один от другого (скажем, электрон 1 несколько старше электрона 2), то в таком случае имеет какой-то смысл утверждение, что система на фиг. 180 отличается от системы на фиг. 179. Если же

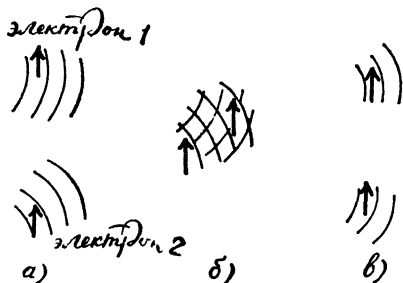
обе частицы тождественны во всех отношениях, то тогда становится непонятным, чем эти системы различаются между собой. С точки зрения классической теории, различить их можно, если пометить одну частицу цифрой 1, другую цифрой 2, а затем следить за движением этих частиц (фиг. 181). В квантовой же теории нет никакого смысла различать между собой две тождественные частицы, так как теперь мы не в состоянии проследить за их движением. Если частицы перемещаются,



Фиг. 181.

то через некоторое время они перепутываются; если позднее мы обнаруживаем частицу, то мы никаким способом не сможем узнать, какую из двух частиц мы обнаружили (фиг. 182).

Это ограничение (если мы согласились с ним) можно выразить в виде условия, накладываемого на волновую функцию системы из двух частиц. Величина $\psi_{\uparrow\uparrow}^2(x_1, x_2)$ есть вероятность нахождения частицы 1 в точке x_1 и частицы 2 в точке x_2 со спинами, направленными вверх.



Фиг. 182. Электрон 1 и электрон 2 сближаются (а), сталкиваются (б) и рассеиваются (в). Спрашивается, где на фигуре в) находятся электрон 1 и электрон 2?

Величина $\psi_{\uparrow\uparrow}^2(x_2, x_1)$ есть вероятность нахождения частицы 1 в точке x_2 и частицы 2 в точке x_1 со спинами, снова направленными вверх. Если обе частицы неразличимы между собой, то на основании вышеприведенных рассуждений можно написать, что

$$\psi_{\uparrow\uparrow}^2(x_1, x_2) = \psi_{\uparrow\uparrow}^2(x_2, x_1), \quad (45.1)$$

т. е. вероятность реализации первой ситуации (частица 1 в x_1 и частица 2 в x_2) равна вероятности реализации второй ситуации (частица 1 в x_2 и частица 2 в x_1). Поскольку частицы абсолютно одинаковы, эти две ситуации физически неразличимы. Из выражения (45.1) можно сразу же получить

$$(1) \quad \psi_{\uparrow\uparrow}(x_1, x_2) = \psi_{\uparrow\uparrow}(x_2, x_1) \quad (45.2)$$

или

$$(2) \quad \psi_{\uparrow\uparrow}(x_1, x_2) = -\psi_{\uparrow\uparrow}(x_2, x_1). \quad (45.3)$$

В первом случае говорят, что волновая функция *симметрична* относительно перестановки двух частиц; в результате мы получаем так называемую статистику Бозе. Во втором же случае говорят, что волновая функция *антисимметрична* относительно перестановки двух частиц, а соответствующая статистика называется статистикой Ферми ¹⁾.

Тогда принцип запрета выражается в виде так называемого свойства антисимметрии волновой функции:

$$\Psi_{\uparrow\uparrow}(x_1, x_2) = -\Psi_{\uparrow\uparrow}(x_2, x_1),$$

которое означает, что волновая функция в состоянии *a* (электрон 1 в x_1 и электрон 2 в x_2) равна минус волновой функции в состоянии *b* (электрон 1 в x_2 и электрон 2 в x_1). Если оба электрона находились бы в одном и том же месте,

$$x_1 = x_2 = x_0 \text{ (оба электрона в } x_0),$$

то волновая функция

$$\Psi(x_0, x_0)$$

в силу антисимметричности была бы равна самой себе со знаком минус:

$$\Psi_{\uparrow\uparrow}(x_0, x_0) = -\Psi_{\uparrow\uparrow}(x_0, x_0). \quad (45.4)$$

Из всех чисел этому уравнению удовлетворяет только одно — нуль. Таким образом, волновая функция двухэлектронной системы, которая подчиняется принципу запрета, равна нулю в том случае, когда координаты двух электронов совпадают; если спины электронов не направлены в разные стороны, два электрона не могут находиться слишком близко друг от друга.

НЕВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИЕ ЭЛЕКТРОНЫ, ЗАКЛЮЧЕННЫЕ В СОСУДЕ,— ПРОСТЕЙШАЯ МОДЕЛЬ МЕТАЛЛА

В качестве наглядного примера рассмотрим систему из N квантовых частиц, заключенных в одномерном сосуде длиной l . Если обобщить этот случай на трехмерный сосуд — куб, то можно получить простую модель поведения электронов в металлах, которая по крайней мере качественно описывает большинство свойств обычных металлов: их реакцию на внешние электрическое и магнитное поля, их удельные теплостойкости и т. д.

Как мы уже установили ранее, волновыми функциями квантовой частицы, заключенной в одномерном сосуде, являются стоячие волны де Бройля с длинами волн

$$\lambda = \frac{2l}{1}, \frac{2l}{2}, \frac{2l}{3}, \dots, \frac{2l}{n}, \dots, \quad (45.5)$$

¹⁾ Обе эти статистики отличаются от классической статистики, обсуждавшейся в гл. 27, в которой перестановка двух тождественных частиц дает другую независимую систему.

а энергия этой частицы

$$E = \frac{h^2}{8ml^2} n^2. \quad (45.6)$$

В случае одной частицы наинизшее состояние системы характеризуется значением $n=1$ (фиг. 183):

$$\lambda = 2l, \quad E = \frac{h^2}{8ml^2}. \quad (45.7)$$

Если в сосуде находится несколько невзаимодействующих друг с другом частиц (между частицами не действуют силы), то полную волновую функцию системы можно сконструировать, приписывая каждой частице одну из упомянутых выше стоячих волн де Бройля.



Ф и г. 183.

Представим теперь, что в сосуде заключены две квантовые частицы. Если эти частицы бозоны, то наинизшему состоянию системы будет соответствовать случай, когда обе частицы описываются стоячей волной де Бройля с длиной волны $2l$ (фиг. 184):

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= 2l, \\ \lambda_2 &= 2l, \end{aligned} \quad E = \frac{h^2}{8ml^2} + \frac{h^2}{8ml^2} = 2 \frac{h^2}{8ml^2}. \quad (45.8)$$

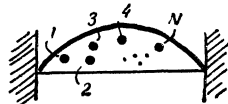
Если же они фермионы, то, согласно принципу запрета, они не могут характеризоваться одинаковыми квантовыми числами ¹⁾. Поэтому,



Ф и г. 184.



Ф и г. 185.



Ф и г. 186.

если частицы описываются одинаковыми волнами де Бройля, их спины должны быть направлены в противоположные стороны (фиг. 185):

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= 2l, \uparrow \\ \lambda_2 &= 2l, \downarrow \end{aligned} \quad E = \frac{h^2}{8ml^2} + \frac{h^2}{8ml^2} = 2 \frac{h^2}{8ml^2}. \quad (45.9)$$

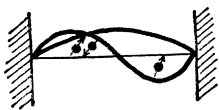
При добавлении третьего, четвертого или N -го бозона увеличивается лишь число частиц, находящихся в наинизшем состоянии, которое описывается волной де Бройля с длиной волны $2l$ (фиг. 186):

$$\left. \begin{aligned} \lambda_1 &= 2l, & \lambda_2 &= 2l, & \dots, & \lambda_N &= 2l, \\ E &= N \frac{h^2}{8ml^2}. \end{aligned} \right\} \quad (45.10)$$

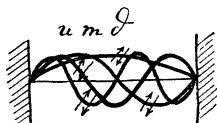
¹⁾ Волновые функции не могут быть антисимметричными, если их квантовые числа совпадают.

(Именно благодаря этому свойству бозонов с их помощью можно построить классическую волну. Чем большее число бозонов описывается одной и той же волновой функцией, тем больше становится вероятность их нахождения в заданном квантовом состоянии, что придает системе свойство классического непрерывного поля, например электромагнитного.)

Если же к двум фермионам добавляется третий, четвертый или N -й фермион, то наблюдается совсем иная картина. Третий фермион не может быть описан волной де Бройля с длиной волны $\lambda = 2l$, так как в этом случае в какую сторону ни был бы направлен его спин,



Ф и г. 187.



Ф и г. 188.

характеризующие его квантовые числа совпадали бы с квантовыми числами какой-либо из двух начальных частиц, — а это невозможно на основании принципа запрета. Поэтому для описания третьего фермиона следует выбрать следующую волну де Бройля. В результате основное состояние системы из трех фермионов характеризуется следующими параметрами (фиг. 187):

$$\left. \begin{aligned} \lambda_1 &= 2l, \uparrow, & \lambda_2 &= 2l, \downarrow, & \lambda_3 &= l, \uparrow, \\ E &= \frac{h^2}{8ml^2} (1 + 1 + 4) = 6 \frac{h^2}{8ml^2}. \end{aligned} \right\} \quad (45.11)$$

В случае N фермионов ¹⁾ (фиг. 188)

$$\left. \begin{aligned} \lambda_1 &= 2l, \uparrow, & \lambda_3 &= l, \uparrow, & \dots, & \lambda_{N-1} &= \frac{4l}{N}, \uparrow, \\ \lambda_2 &= 2l, \downarrow, & \lambda_4 &= l, \downarrow, & \dots, & \lambda_N &= \frac{4l}{N}, \downarrow, \end{aligned} \right\} \quad (45.12)$$

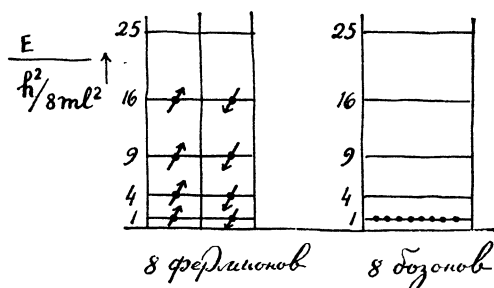
а энергия системы

$$E = \frac{h^2}{8ml^2} \left[1 + 1 + 4 + 4 + \dots + \left(\frac{N}{2} \right)^2 + \left(\frac{N}{2} \right)^2 \right]. \quad (45.13)$$

Таким образом, влияние принципа запрета на волновую функцию системы из большого числа фермионов сказывается в том, что фермионы не могут все находиться в наинизшем квантовом состоянии (фиг. 189). Наинизшая энергия этой системы значительно превышает соответствующую энергию системы из такого же числа бозонов. В результате энергия основного состояния электронов в металле оказывается чрезвычайно большой величиной, и для дальнейших взаимодействий ос-

¹⁾ Для простоты положим, что N — четное число.

таются свободными лишь такие уровни, которые располагаются выше последнего занятого. Волновая функция системы взаимодействующих частиц отличается от рассмотренной выше волновой функции из-за



Фиг. 189. Сравнение одночастичных уровней, заполненных 8 фермионами и 8 бозонами. Для бозонов $E = 8(\hbar^2/8ml^2)$ (основное состояние), а для фермионов $E = 60(\hbar^2/8ml^2)$ (основное состояние).

наличия сил, действующих между частицами. Однако, как мы убедимся при обсуждении периодической таблицы элементов, многие ее качественные свойства остаются прежними.

ПЕРИОДИЧЕСКАЯ ТАБЛИЦА ЭЛЕМЕНТОВ

Принцип запрета играет фундаментальную роль при интерпретации периодической таблицы Менделеева. Если бы этого принципа не существовало, волновые функции первых нескольких атомов выглядели бы так, как показано на фиг. 190. Штриховкой отмечены здесь те области пространства, где квадрат волновой функции, а следовательно, и вероятность нахождения электрона достаточно велики. Таким образом, если бы принципа запрета не было, увеличение числа положительных зарядов приводило бы лишь к тому, что каждый новый электрон стремился бы попасть в наинизшее $1S$ -состояние. Так, в атоме, ядро которого содержит, скажем, N положительных зарядов, состояние каждого из N электронов было бы эквивалентно $1S$ -состоянию этого атома. Такие атомы обладали бы совершенно иными химическими свойствами, чем реально существующие атомы, причем на основании приведенных рассуждений было бы трудно ожидать, что свойства атомов могут резко изменяться при переходе от одного атома к следующему. Известно, однако, что гелий, атомы которого состоят из двух положительных зарядов и двух электронов, является благородным газом, причем настолько инертным, что он практически не соединяется ни с одним из элементов ¹⁾. Литий же, атомы которого содержат

¹⁾ Недавно химикам после столетних усилий удалось получить соединения благородных газов.

три положительных заряда, является очень активным щелочным металлом. Для перехода от благородного газа к щелочному металлу — от одного из наиболее инертных элементов к наиболее активному — потребовалось лишь добавление одного положительного заряда в ядре и одного электрона во внешней оболочке. Чтобы перейти от фтора (настолько активного, что его соединение с водородом — плавиковая



кислота — растворяет даже стекло) к инертному неону, другому благородному газу, достаточно в ядро атома фтора добавить один положительный заряд, а в его внешнюю оболочку — один электрон. Если добавить еще один положительный заряд и еще один электрон, то мы получим атом элемента натрия, настолько активного, что он ярко вспыхивает при соприкосновении с водой.

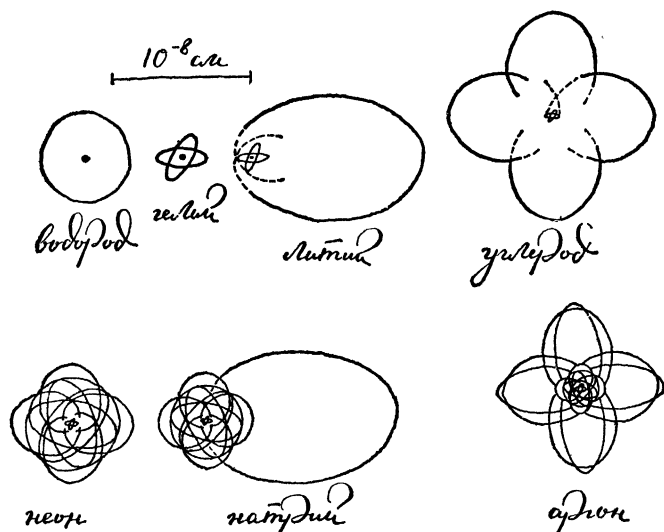
Трудно было бы объяснить эти и другие закономерности периодической таблицы, если бы все электроны были сосредоточены вблизи ядра, находясь в наинизшем состоянии. Пытаясь объяснить периодическую таблицу, Бор еще до появления принципа запрета и введения уравнения Шредингера выдвинул предположение, что на основном уровне могут находиться только

Фиг. 190.

два электрона, на втором уровне — восемь электронов и т. д. Хотя это предположение не совсем соответствует современным представлениям, оно тем не менее довольно близко к ним и позволяет воспроизвести набор атомов, который обладает некоторыми качественными чертами периодической системы элементов (фиг. 191).

С точки зрения уравнения Шредингера и принципа запрета заполнение периодической таблицы происходит следующим образом. Атом первого элемента, водорода, состоит из одного протона и одного электрона, находящегося в $1S$ -состоянии (фиг. 192). Атом второго элемента, гелия, содержащий два положительных заряда, имеет два электрона в $1S$ -состоянии, что допустимо, так как их спины могут быть направлены в противоположные стороны (фиг. 193). Однако при переходе к атому лития, содержащему три положительных заряда, квантовые числа, соответствующие $1S$ -состоянию, оказываются «занятыми», поэтому третий электрон необходимо помещать дальше от ядра и приписывать ему $2S$ -состояние (фиг. 194). Так как энергия связи в состоянии $2S$ меньше, чем в состоянии $1S$, этот последний электрон слабее связан с ядром, чем первые два электрона. Гелий является наиболее

инертным элементом из всех благородных газов; чтобы высвободить электрон из атома гелия, требуется энергия порядка 24,6 эВ, тогда как, чтобы удалить внешний электрон из атома лития, требуется всего



Ф и г. 191. Заполнение периодической таблицы по Бору. Фигуры дают грубое представление об относительных расстояниях внешних электронов до ядра. Значения углового момента не совпадают с теми значениями, которые получаются из решения уравнения Шредингера (взято из [1]).

лишь 5,4 эВ. Отсюда ясно, почему в химических реакциях, в которых всегда происходит переход электронов от атома одного элемента к атому другого элемента, гелий ведет себя значительно пассивнее, чем литий.



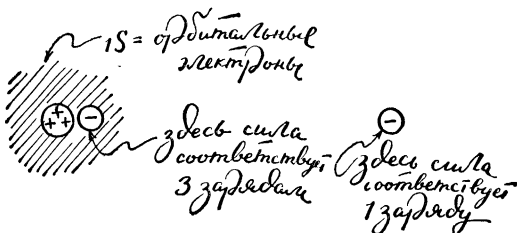
Ф и г. 192.

Ф и г. 193.

Ф и г. 194.

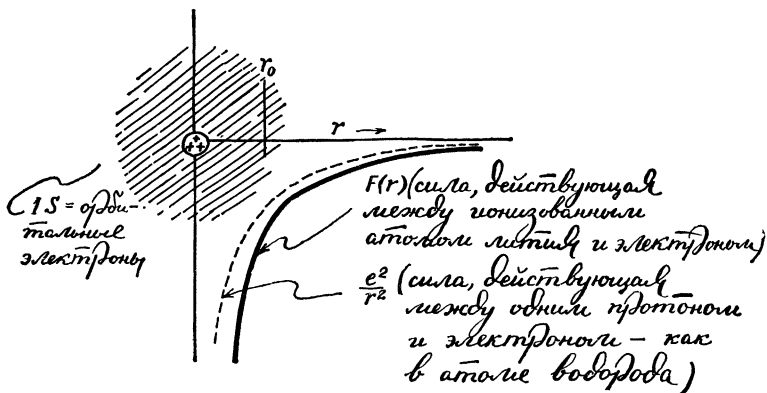
Приведенный выше анализ был бы абсолютно точным, если бы электроны не взаимодействовали между собой. Они просто заполняли бы уровни с различными квантовыми числами, характерными для атома водорода, и с соответствующими значениями энергии, как это было в случае невзаимодействующих частиц, заключенных в одномер-

ном сосуде. Наличие же взаимодействия приводит к некоторому изменению характера силы, приложенной к каждому из электронов. Например, третий электрон атома лития, находясь вдали от этого атома, чувствует силу лишь со стороны одного положительного заряда (два других положительных заряда заэкранированы двумя электронами,



Фиг. 195.

находящимися в $1s$ -состоянии); когда же он находится вблизи ядра (внутри $1s$ -оболочки), на него действует гораздо большая сила со стороны трех положительных зарядов ядра (фиг. 195). Таким образом, вдали от ядра на электрон действует примерно такая же сила, какая действует на электрон со стороны протона (как в атоме водорода), вблизи же ядра на него действует гораздо большая сила (фиг. 196).



Фиг. 196.

Хотя зависимость этой силы от r отличается от кулоновской, сама сила остается приблизительно сферически симметричной. (Соответствующие эквипотенциальные поверхности имеют сферическую форму.) Поэтому структура вырождения уровней остается прежней, несмотря на то что положение самих уровней может слегка измениться. Следовательно, мы можем по-прежнему пользоваться квантовыми числами водородного атома (n , l , m_l и m_s), помня, что теперь они характеризуют сферически симметричную силовую систему, соответствующую иони-

зованному атому лития, и что точное положение энергетических уровней не обязательно совпадает с положением уровней атома водорода. Этот случай является классическим примером того, как, не решая уравнения Шредингера, но зная симметрию силовой системы, можно без труда описать соответствующую структуру вырождения уровней. В качестве примера смещения уровней рассмотрим $2S$ - и $2P$ -состояния. Энергии этих состояний в атоме водорода совпадают. В атоме же лития энергия $2S$ -состояния несколько меньше. Это можно объяснить тем, что волновая функция $2S$ -состояния сосредоточена в среднем ближе к ядру, чем волновая функция $2P$ -состояния. В результате в $2S$ -состоянии на электрон в случае атома лития действует большая сила, чем в случае атома водорода (три положительных заряда в ядре лития находятся внутри оболочки из двух электронов в $1S$ -состоянии), поэтому волновой функции этого электрона соответствует меньшее значение энергии.

Таким образом, заполняя периодическую таблицу, мы продолжаем использовать квантовые числа n , l , m_l и m_s . Мы полагаем, что все $2l+1$ уровней, соответствующих заданному значению углового момента, окажутся вырожденными (квантовые числа и характер вырождения такие же, как в случае атома водорода, находящегося в сферически симметричной силовой системе), однако их расположение может быть смещенным относительно энергетических уровней атома водорода.

Добавляя еще один положительный заряд в атомное ядро и еще один электрон в $2S$ -состоянии, мы получаем следующий элемент — бериллий. Потенциал ионизации бериллия (энергия, необходимая для удаления из атома одного электрона) равен 9,3 эВ. Он выше потенциала ионизации лития, так как в атоме бериллия добавился положительный заряд, притягивающий электроны. Таким образом мы заполнили как состояние $1S$, так и состояние $2S$. Далее следуют 3×2 -кратно вырожденные уровни состояния $2P$ ¹⁾. На этих уровнях могут находиться шесть электронов, причем у трех из них спины будут направлены вверх, а у оставшихся трех — вниз. (Спин электрона играет решающую роль в удвоении числа возможных уровней.) Электрон в $2P$ -состоянии связан с атомом несколько слабее, чем, будь это возможно, третий электрон на уровне $2S$; поэтому потенциал ионизации бора, атома с пятью электронами, равен 8,3 эВ и оказывается несколько ниже потенциала ионизации атома бериллия (9,3 эВ).

После бора потенциал ионизации начинает снова расти, так как увеличивающийся положительный заряд ядра все сильнее притягивает к себе электроны: 6 электронов, углерод, 11,3 эВ; 7 электронов, азот, 14,5 эВ; при восьми электронах, кислород, он снова спадает до 13,6 эВ; далее 9 электронов, фтор, 17,4 эВ; и, наконец, 10 электронов, неон, 21,6 эВ — благородный газ и завершающий элемент этой серии. Сле-

¹⁾ Три уровня соответствуют значениям $m_l = 0, 1, -1$, в каждом из которых спиновое число может иметь два значения: $m_s = \frac{1}{2}$ или $-\frac{1}{2}$; всего получаем $3 \times 2 = 6$ уровней.

дующий электрон уже не может находиться в состояниях $1S$, $2S$ и $2P$. Все эти состояния заполнены. Поэтому мы должны взять следующее значение главного квантового числа $n=3$; соответствующие уровни находятся дальше от ядра, чем уровни с $n=2$, поэтому электроны на уровнях с $n=3$ слабее связаны с атомом, чем электроны на уровнях с $n=2$. Первым идет уровень $3S$. Потенциал ионизации атома с 11 электронами, натрия, равен 5,1 эВ.

Аналогичным образом можно до конца заполнить всю периодическую таблицу. Два уровня состояния $3S$ дают натрий и магний. Далее следует 3×2 -кратно вырожденное $3P$ -состояние. Этим уровням соответствуют элементы алюминий, кремний, фосфор, сера, хлор и аргон. Атом хлора чрезвычайно активен, так как требуется добавление всего лишь одного электрона, чтобы получился инертный элемент аргон, у которого электронная оболочка заполнена.

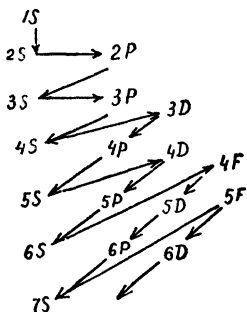
После аргона можно было бы ожидать, что начнут заполняться уровни 5×2 -кратно вырожденного $3D$ -состояния. Однако подобно тому, как энергия связи электронов в $3P$ -состоянии была меньше энергии связи электронов в $3S$ -состоянии, энергия связи в $3D$ -состоянии оказывается меньше, чем энергия связи электронов в $3P$ -состоянии, и даже немного меньше энергии связи в следующем, $4S$ -состоянии. Поэтому внешние электроны следующих элементов, калия и кальция, находятся в $4S$ -состоянии, и свойства этих элементов сходны со свойствами натрия и магния, внешние электроны которых находятся в $3S$ -состоянии. Далее заполняются уровни $3D$. Соответствующие элементы обладают той особенностью, что при их ионизации выбиваются не $3D$ -электроны, а электроны, находящиеся на уровне $4S$. Поэтому потенциалы ионизации всех этих «переходных элементов», как называют элементы, в которых происходит заполнение D -оболочек, приблизительно одинаковы (порядка 7 эВ), а химические свойства этих элементов весьма сходны между собой. Всего в этой группе таких переходных элементов 10.

После цинка, последнего из переходных элементов, соответствующих заполнению $3D$ -оболочки, следуют элементы, в которых заполняется $4P$ -оболочка (3×2 -кратно вырожденное состояние) и которые заканчиваются криптоном, еще одним инертным газом, атомы которого содержат два $1S$ -электрона, два $2S$ -электрона, шесть $2P$ -электронов, два $3S$ -электрона, шесть $3P$ -электронов, два $4S$ -электрона, десять $3D$ -электронов и шесть $4P$ -электронов — всего 36 электронов. В периодической таблице есть еще около семидесяти элементов. За некоторыми исключениями, уровни энергии всех элементов заполняются в следующем порядке: $1S$, $2S$, $2P$, $3S$, $3P$, $4S$, $3D$, $4P$, $5S$, $4D$, $5P$, $6S$, $4F$, $5D$, $6P$, $7S$, $5F$, $6D$. На фиг. 197 представлена диаграмма последовательного заполнения периодической таблицы.

Химическое сходство некоторых элементов в периодической таблице объясняется теперь сходством волновых функций их внешних электронов. Например, у всех *щелочных металлов*, химически очень активных элементов, соответствующих началу заполнения новой обо-

лочки (новому значению главного квантового числа), внешний электрон находится в S -состоянии и расположен достаточно далеко от «остова» атома, в результате чего величина его энергии связи оказывается сравнительно низкой. Такой структурой обладают атомы лития, натрия, калия, рубидия, цезия и франция; все эти элементы чрезвычайно активны. В группу галогенов (элементов, сходных с фтором) входят фтор, хлор, бром, йод и астат, у атомов которых не хватает одного

электрона для заполнения P -оболочки. Далее, *благородные газы* — гелий, неон, аргон, криптон и ксенон (они очень редко соединяются как друг с другом, так и с другими элементами) — характеризуются тем, что электронные оболочки их атомов заполнены до конца, а следующие уровни лежат довольно далеко, так что к ним не могут присоединиться дополнительные электроны.



Ф и г. 197.

Представляет также интерес рассмотреть большие периоды элементов, такие как *группа переходных элементов* $3D$, куда входят элементы со сходными свойствами. Элементы, в которых заполняется оболочка $4D$, химически сходны с элементами группы $3D$. Четырнадцать элементов, соответствующих заполнению оболочки $4F$ (такие состояния 7×2 -кратно вырождены), похожи друг на друга, и поскольку они не очень распространены в природе, их называют *редкоземельными элементами*. За ними следуют элементы группы $5D$, свойства которых во многих отношениях напоминают свойства переходных элементов групп $3D$ и $4D$. Последней группе элементов в периодической таблице соответствует заполнение оболочек $5F$ и $6D$. Первые четыре элемента этой группы называются *актинидами*; к актинидам относятся актиний, торий, протактиний и уран. Эти элементы, как и редкоземельные элементы, обладают практически одинаковыми химическими свойствами. После урана идут *трансурановые элементы*.

Таким образом, нам удалось, по крайней мере качественно, объяснить основные свойства периодической системы элементов. Однако ясно, что в процессе анализа периодической системы мы использовали целый ряд определенных допущений. Никому еще не удалось получить точное решение уравнения Шредингера даже в случае двухэлектронного атома гелия. Говорить же о точном решении уравнения Шредингера в случае многоэлектронных систем не приходится, даже если для этого мы привлечем самые современные вычислительные машины и все известные в настоящее время методы счета. Поэтому мы вынуждены при исследовании таких систем, как и при исследовании классических или любых логических систем, когда следствия из правил оказываются слишком сложными, чтобы их можно было вывести из исходных посту-

латов, вводить какие-то разумные допущения, согласующиеся со всем известным ранее.

Основное предположение, использованное при анализе периодической таблицы, состоит в том, что сила, действующая на отдельный электрон (со стороны ядра и остальных электронов системы), считается инвариантной относительно поворотов (т. е. сферически симметричной). В результате характер вырождения уровней оказывается следствием сферической симметрии, что и позволяет объяснить большинство качественных свойств элементов. Взаимное расположение невырожденных уровней ($1S$, $2S$, $2P$, ...) определяется точной радиальной зависимостью потенциала. Распределение же потенциала вычисляется с помощью так называемого самосогласованного метода. Сначала вид потенциала задают, затем, используя этот потенциал, вычисляют уровни энергии и соответствующие волновые функции; далее с помощью полученных волновых функций (поскольку квадрат волновой функции дает распределение отрицательного заряда) определяют новый электрический потенциал. Если этот потенциал совпадает с исходным, то считают, что он соответствует возможному решению уравнения Шредингера, а само решение является самосогласованным. На основании общей согласованности всех известных результатов можно считать, что квантовая физика в современном ее виде правильно объясняет периодическую систему элементов.

46

АТОМНОЕ ЯДРО

ИЗ ЧЕГО ОНО СОСТОИТ?

Из экспериментов по рассеянию α -частиц Резерфорд заключил, что положительный заряд атома сосредоточен в небольшом тяжелом центре, радиус которого меньше 10^{-12} см. Ему не удалось сразу же установить, состоит ли ядро из одной положительно заряженной частицы или оно является системой нескольких положительно заряженных: в 1911 г. полный заряд ядра не был еще точно известен. В статье, опубликованной в 1911 г., Резерфорд мог ничего не писать о предполагаемой структуре атомного ядра. Однако он не удержался и выдвинул свое объяснение излучения α -частиц.

«Следует заметить, что найденное приблизительное значение центрального заряда атома золота ($100 e$) порядка той величины, которой равнялся бы этот заряд, если бы он состоял из

49 атомов гелия, каждый из которых имел бы заряд в 2 *e*. Возможно, что это простое совпадение, однако такой вывод является соблазнительным, поскольку из радиоактивного вещества наблюдается выход атомов гелия [α -частиц], несущих два единичных заряда» [1].

Мысль о том, что каждый элемент состоит из других, отнюдь не была новой. Еще в 1815 г. Уильям Прout предположил, что все элементы состоят из атомов водорода. Эти атомы считались *πρωτη ύλη*, «первоматерией», из которой построена вся остальная материя. Позднее, когда установили, что веса почти всех элементов кратны весу атома водорода, эта идея возродилась вновь. В 1886 г. Уильям Крукс выдвинул предположение, что все атомы состоят из некой первичной субстанции, названной им «*protyle*». Все попытки такого рода преследовали цель найти такую первичную материю, при помощи которой можно было бы экономично и успешно объединить все известные в то время опытные данные. Теперь мы знаем, что атомные ядра не состоят ни из α -частиц, как думал Резерфорд, ни из ядер водородных атомов, как предполагал Прout. Считается, что ядро содержит тяжелые частицы по крайней мере двух типов: протоны, являющиеся положительно заряженными ядрами водородных атомов, с массой примерно в 1800 раз больше массы электрона, и нейтроны, или нейтральные частицы, масса которых приблизительно равна массе протона; обе эти частицы называются нуклонами. Ядро атома гелия состоит из двух протонов и двух нейтронов, и именно такие ядра вылетают при излучении α -частиц.

В 1902 г. Резерфорд и Фредерик Содди обнаружили, что при распаде радиоактивных элементов их химические свойства меняются. Содди потратил десять последующих лет на изучение этого явления и нашел, что некоторые продукты радиоактивных превращений иногда обладают одинаковыми химическими свойствами, хотя их атомные веса различаются между собой. Так, в 1910 г. Содди безуспешно пытался химически разделить элементы радий и мезоторий, который был продуктом распада тория. В своей Нобелевской лекции в 1921 г. он вспоминал:

«С этого времени (1910 г.) я был убежден, что неразделимость радиоэлементов представляет собой совершенно новое явление... что эти элементы не просто обладают сходными свойствами, а являются химически тождественными» [2]:

В то время Содди не представлял, чем объяснить это явление. Ведь Резерфорд считал, что «величина центрального заряда пропорциональна атомному весу» [3], хотя такая закономерность выполнялась лишь приблизительно. Так как величина центрального заряда определяет химические свойства элемента (количество электронов в атоме), утверждение Резерфорда противоречило результатам Содди, который обнаружил химически одинаковые элементы, имеющие разные атомные

веса, в то время как, согласно Резерфорду, их химические свойства должны были быть тоже различными.

Впервые правильное предположение было выдвинуто одним голландским физиком-любителем по фамилии Ван дер Брук, который указал, что «... согласно теории Резерфорда, отношение величины рассеяния α -частицы, приходящейся на один атом, к квадрату ядерного заряда должно быть постоянной величиной» [4]. Тем не менее это отношение, вычисленное Гейгером и Марсденом в предположении, что заряд пропорционален атомному весу, менялось от элемента к элементу. Ван дер Брук выдвинул предположение, что заряд пропорционален не атомному весу, а номеру элемента в периодической таблице или атомному номеру. Резерфорд отнесся к этому предположению скептически: «... забавный домысел, не имеющий под собой достаточного основания».

Однако Содди удалось показать, насколько плодотворным было это предположение (неважно, имело оно или нет под собой достаточное основание); в процессе своих исследований Содди ввел понятие об *изотопах*, или элементах, обладающих различными атомными весами, но занимающих одно и то же место в периодической таблице, а следовательно, имеющих одинаковые химические свойства. Поддерживая предположение Ван дер Брука, Содди писал:

«Последовательное испускание одной α -частицы и двух β -частиц в процессе трех радиоактивных превращений (независимо от того, в какой последовательности испускаются частицы) приводит к тому, что значение внутриатомного заряда возвращается в исходное место периодической таблицы, хотя атомный вес этого элемента уменьшается при этом на четыре единицы» [5].

На этом основании Содди заключил, что «... центральный заряд в атоме Резерфорда не может быть чисто положительным зарядом...» [6]. Содди не был тогда в состоянии ввести новую частицу — нейтрон. Поэтому он постулировал, что ядро состоит из α -частиц (возможно, и атомов водорода) и электронов. Электроны, согласно Содди, испускались ядром в виде β -излучения, и, кроме того, их наличие в ядре объясняло тот факт, что заряд ядра, как правило, был меньше половины атомного веса, следовавшего из предположения, что ядра состоят только из α -частиц.

Таким образом, к 1913 г. сложилось следующее представление о строении атомного ядра. Считалось, что оно содержит достаточное количество α -частиц, необходимое для объяснения атомного веса элемента, и достаточное количество электронов, необходимое для попадания элемента в нужное место периодической таблицы. Эта схема работала относительно хорошо; исключение составляли только некоторые особые случаи, например выбивание ядер водорода из ядер других элементов. В 1919 г. Резерфорд сообщил о первом искусственном превращении одного элемента в другой. Он бомбардировал атомы азота высокоэнергичными α -частицами и, к своему удивлению, обнару-

жил появление нового излучения, которое он вскоре идентифицировал с ядрами водородных атомов, и превращение азота в кислород. Резерфорд заключил, что

«...атом азота [ядро] распадается вследствие громадных сил, развивающихся при столкновении с быстрой α -частицей, и что освобождающийся водородный атом образует составную часть ядра азота» [7].

Так в двадцатых годах нашего столетия среди физиков утвердилось мнение, что ядра атомов содержат в себе ядра водородных атомов (названных Резерфордом *протонами* в 1920 г.). Считалось, что в ядре находится A протонов, где A — атомный вес элемента (такое количество протонов объясняло массу ядра), и $(A-Z)$ электронов, где Z — атомный номер (такое количество электронов объясняло заряд ядра). Такая теория и другие сходные с ней теории, согласно которым ядро могло содержать еще и α -частицы, были тогда общепринятыми, хотя некоторые ученые время от времени и выдвигали предположение о том, что протон-электронные пары суть просто тяжелые нейтральные частицы, которые мы теперь называем нейтронами. В 1920 г. с такой идеей выступил Резерфорд, однако, поскольку в то время не имелось никаких экспериментальных доказательств существования нейтронов (и казалось, что явление испускания β -частиц противоречит такой идее), это предположение никто не рассматривал всерьез.

В 1925 г. Уленбек и Гаудсмит предположили, что электрон обладает собственным угловым моментом — спином, квантовое число которого равно $\frac{1}{2}$. Вскоре было показано, что спин протона тоже равен $\frac{1}{2}$. Если теперь попытаться «поместить» как протоны, так и электроны в ядра атомов, то возникают затруднения. Например, ядро азота, атомный вес которого равен 14, а атомное число — 7, должно было бы содержать 14 протонов и 7 электронов. Суммарный спин этих частиц не может обратиться в нуль, так как его минимальное значение в случае 21 частицы, каждая из которых имеет спин $\frac{1}{2}$, не может быть меньше $\frac{1}{2}$. (Спин двух частиц равен 0 или 1; трех частиц — $\frac{1}{2}$ или $\frac{3}{2}$; четырех частиц — 0, 1 или 2; пяти частиц — $\frac{1}{2}$, $\frac{3}{2}$ или $\frac{5}{2}$ и т. д. В общем случае сумма нечетного числа спинов $\frac{1}{2}$ никогда не может обратиться в нуль.) Тем не менее опыт показывал, что спин ядра азота равен нулю. Введя новую частицу — нейтрон, Чэдвик смог объяснить не только этот факт, но и другую трудность старой теории, которая состояла в том, что легкий электрон, находящийся внутри такого малого объема, как атомное ядро, должен был бы обладать, согласно принципу неопределенности, огромной кинетической энергией.

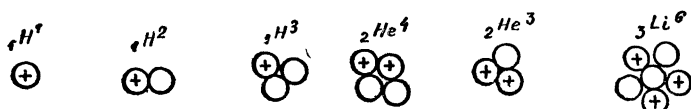
Ранее было показано, что в основном состоянии кинетическая энергия частицы массой m , заключенной в одномерном сосуде длиной l , равна

$$\frac{1}{2m} \frac{h^2}{4l^2}.$$

Если частица — электрон, то $m \approx 10^{-27}$ г и при $l = 10^{-12}$ см кинетическая энергия $= \frac{(6,6)^2 \cdot 10^{-54}}{8 \cdot 10^{-27} \cdot 10^{-24}} \approx 5,6 \cdot 10^{-3}$ эрг ≈ 3500 МэВ.

Энергия электронов, вылетающих из ядра при β -распаде, порядка 1 МэВ. Такую величину энергии можно было бы объяснить почти точным совпадением между глубиной потенциальной ямы внутри ядра и вычисленной кинетической энергией, если бы это объяснение не выглядело крайне надуманным. В случае же частицы с массой нуклона соответствующая кинетическая энергия порядка 2 МэВ; такая энергия кажется гораздо разумнее.

Введение нейтрона (нейтральной тяжелой частицы с массой, примерно равной массе протона, и со спином $1/2$) позволило разрешить упомянутые выше трудности. Так, например, ядро атома азота (атом-



Фиг. 198. Помимо химического символа, используются два дополнительных знака — индекс перед буквой, обозначающий заряд ядра, и индекс после буквы, обозначающий атомный вес ядра. Так, дейтрон обозначают ${}^1_1\text{H}^2$, два изотопа гелия — ${}^2_2\text{He}^4$ (гелий-4) и ${}^3_2\text{He}^3$ (гелий-3).

ный вес 14, атомное число 7) можно было теперь считать состоящим из 7 протонов и 7 нейтронов, суммарный спин которых равен нулю. Отпала необходимость в предположении, что внутри ядра находятся электроны, обладающие колоссальной кинетической энергией, и стал понятен тот факт, что изменение атомного веса элемента может не сопровождаться изменением его атомного номера (если из ядра удаляются или в него вносятся нейтроны). Таким образом, после введения нейтрона строение ядер стало таким, каким оно признается по настоящее время (фиг. 198).

КАК ЯДЕРНЫЕ ЧАСТИЦЫ УДЕРЖИВАЮТСЯ ВМЕСТЕ?

В то время, когда построение атома было уже завершено, работа над созданием модели ядра была еще в самом разгаре. Возможно, если бы ядро представляло собой один заряд Z с массой A , никаких дополнительных проблем и не возникло бы. Однако в этом случае пришлось бы ввести множество различных и не связанных между собой понятий. Поэтому в целях экономии и на основании опытных данных (превращение одного ядра в другое, излучение ядрами протонов, нейтронов, α -частиц, электронов и γ -лучей) следовало признать, что ядра состоят из более простых объектов, которые каким-то образом удерживаются

вместе и могут после соответствующей перегруппировки образовать другое ядро.

Несложный расчет показывает, что для того, чтобы ядра могли считаться состоящими из нейтронов и протонов, удерживающихся вместе под действием приложенных между ними сил, следует ввести новый вид сил. С помощью классических сил — гравитационной или электромагнитной — невозможно разумным образом объяснить устойчивость ядерного вещества. Кулоновская сила расталкивания, действующая между положительно заряженными протонами, равна

$$F_{\text{кул}} = \frac{e^2}{R^2} \quad (\text{величина}), \quad (46.1)$$

а гравитационная сила притяжения дается формулой

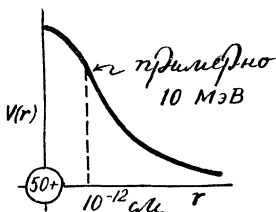
$$F_{\text{гр}} = \frac{GM_p M_p}{R^2} \quad (\text{величина}), \quad (46.2)$$

где M_p — масса протона, так что их отношение составляет

$$\frac{F_{\text{гр}}}{F_{\text{кул}}} = \frac{GM_p^2}{e^2} \approx 10^{-36}. \quad (46.3)$$

Малость этой величины (зависящей для ядерных частиц от их массы и заряда) является причиной того, что гравитационные силы считаются в ядрах несущественными по сравнению с электрическими.

На этом основании приходится допустить, что между ядерными частицами (протонами и нейтронами) действует какая-то иная притягивающая сила, превышающая расталкивающее влияние электромагнитных сил, причем эта сила должна быть настолько большой, чтобы устойчивые ядра могли существовать вопреки электромагнитному расталкиванию между положительными зарядами; об устойчивости ядер говорит хотя бы то, что только к концу девятнадцатого века удалось наблюдать превращение одного ядра в другое.



Фиг. 199.

Величину характерной энергии взаимодействия нуклонов легко оценить, используя тот факт, что ядерные силы притяжения должны превышать электромагнитные силы расталкивания, действующие между положительными зарядами. Так, в ядро, содержащее 50 положительных зарядов, удастся ввести еще один протон (в результате получится ядро с $Z=51$), если на преодоление электрических сил затрачивается энергия порядка 10 МэВ. Действительно, электрическая энергия протона, находящегося внутри такого ядра, близка к 10 МэВ (фиг. 199):

$$V(r) = \frac{50e^2}{r} \approx \frac{50 \cdot (4,8 \cdot 10^{-10})^2}{10^{-12}} \approx 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ эрг} \approx 10 \text{ МэВ}.$$

Из этих оценок видно, что характерная энергия ядерных частиц и ядерных процессов исчисляется миллионами электронвольт, а не десятками электронвольт, как это было в случае атомных процессов. (Электроны в атоме находятся примерно на расстоянии 10^{-8} см от ядра, протоны же в ядре находятся на расстоянии порядка 10^{-12} см друг от друга. В результате соответствующие кулоновские силы различаются между собой множителем 10^8 .)

Эти оценки совпадают с наблюдаемыми значениями энергии, получающимися при простых ядерных экспериментах. Энергия атомных переходов имеет порядок электронвольт. Энергия же продуктов ядерных превращений — α -, β - и γ -лучей — обычно порядка миллиона электронвольт. Характерная энергия ядерных процессов настолько велика по обычным масштабам, что с ее помощью можно измерить соответствующий дефект массы:

$$\text{дефект массы} = \frac{\text{излученная энергия}}{c^2}. \quad (46.4)$$

В 1905 г. Эйнштейн, говоря о своем соотношении между энергией и массой, предлагал:

«Не исключена возможность того, что теорию удастся проверить для веществ, энергия которых меняется в большой степени (на-пример, для солей радия)» [8].

Сравнение масс и кинетических энергий исходных и конечных ядер, участвующих в ядерных процессах, дает, вероятно, наиболее точное и убедительное подтверждение справедливости формулы Эйнштейна.

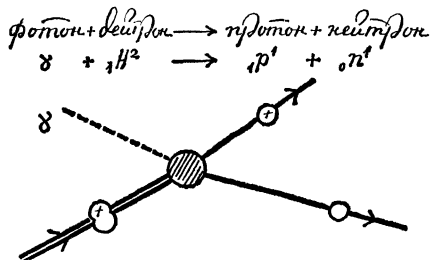
Измеренные массы протонов и нейтронов можно сравнить с массой ядра, содержащего эти частицы. Получающуюся разность масс (дефект массы) можно сопоставить с измеренными значениями энергии, высвобождающейся при слиянии протонов и нейтронов или затраченной при расщеплении ядра. В качестве примера рассмотрим дейтрон — ядро изотопа водорода, содержащее один протон и один нейтрон. Проведем расчет, напоминающий бухгалтерский баланс:

масса протона	$1,67243 \cdot 10^{-24}$ г
масса нейтрона	$1,67474 \cdot 10^{-24}$ г
(1) суммарная масса	$3,34717 \cdot 10^{-24}$ г
(2) измеренная масса дейтрона	$3,34321 \cdot 10^{-24}$ г
дефект массы: разность (1) — (2)	$0,00396 \cdot 10^{-24}$ г

$$\begin{aligned} \text{энергия связи} &= (\text{дефект массы}) \cdot c^2 = 3,564 \cdot 10^{-6} \text{ эрг} = \\ (E = mc^2) &= 2,225 \text{ МэВ}. \end{aligned}$$

Величина 2,225 МэВ есть энергия, которая выделяется при слиянии протона и нейтрона с образованием дейтрона или требуется для разделения дейтрона на протон и нейтрон. Этот вывод можно проверить, измеряя энергию фотона, расщепляющего дейтрон (фиг. 200).

В общем случае энергия связи ядра (энергия основного состояния ядерной системы при условии, что энергия нуклонов, на которые оно расщеплено, полагается равной нулю) определяется либо по измеренному значению энергии, необходимой для расщепления ядра на составляющие его частицы (протоны и нейтроны), либо по разности масс



Ф и г. 200. Если дейтрон вначале покоился, то минимальная энергия фотона, способного вызвать этот процесс, равна энергии связи дейтрона (небольшим изменением положения центра масс мы пренебрегаем); масса фотона + масса дейтрона = масса протона + масса нейтрона. Измеренная величина минимальной энергии равна $2,226 \pm 0,003$ МэВ.

ядерной системы и отдельных протонов и нейтронов, из которых состоит эта система. Энергия и разность масс (дефект массы) связаны между собой с помощью соотношения Эйнштейна (как было в случае дейтрона).

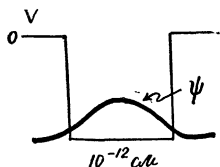
ЯДЕРНЫЕ СИЛЫ И МОДЕЛИ ЯДЕР

Несмотря на неопровержимые доказательства существования ядерных сил, их действие не наблюдается в макроскопических масштабах. В результате мы сталкиваемся с весьма парадоксальной ситуацией, когда приходится предполагать существование сил, в сотни раз превышающих действие электрических сил и вызывающих притяжение нуклонов друг к другу, но тем не менее никак не проявляющихся в повседневном опыте. (Гравитационные силы, действующие между двумя телами обычных размеров, можно наблюдать с помощью сложных приспособлений; электрические силы наблюдать довольно просто, так как небольшое нарушение электрической нейтральности приводит к появлению огромных сил; подобное же действие ядерных сил никто никогда не наблюдал.) Этот факт плюс данные, полученные в опытах по рассеянию нуклонов на нуклонах, послужили основой для представления о ядерных силах как о чрезвычайно мощных силах — настолько мощных, что на коротких расстояниях они подавляют действие других сил, и обладающих таким малым радиусом действия, что вне области порядка 10^{-12} см их присутствие практически не ощущается.

Проблема ядра намного сложнее проблемы атома. Ибо силы, действующие внутри атома (электрические силы), известны, а так как электрическое притяжение ядра играет основную роль в проблеме атома, то можно всегда получить приближенное или даже точное, как в случае атома водорода, решение этой проблемы, которое можно сравнить с данными опыта. Характер же сил (если вообще можно пользоваться этим термином), действующих между нуклонами, не известен из повсе-

дневного опыта (в нем эти силы вообще не обнаруживаются). Их вид можно вывести лишь на основании данных экспериментов по рассеянию или из наблюдений уровней энергии. Исследование природы ядерных сил (их зависимости от расстояния, скорости, спина и т. д.) продолжается уже более сорока лет. Оказалось, что природа ядерных сил, за исключением, быть может, некоторых их качественных свойств, которые нетрудно перечислить, чрезвычайно сложна — настолько сложна, что создается впечатление, будто само понятие сил становится неприменимым по отношению к ядру. Тем не менее основные свойства ядерных сил — чрезвычайно короткий радиус их действия и исключительно большую величину — можно легко учесть, если считать, что нуклоны в ядре находятся как бы в маленьком сферическом сосуде с высокими (но не абсолютно непроницаемыми) стенками.

Многие наблюдаемые свойства ядер можно, по крайней мере качественно, описать с помощью моделей ядер, основанных именно на такой простой идее: нейтроны и протоны, обладающие собственным угловым моментом (спином), равным $1/2$, собственным магнитным моментом (каждый нуклон является небольшим магнитом) и подчиняющиеся принципу запрета (обе частицы — фермионы), заключены в сферическом сосуде, радиус которого порядка 10^{-12} см (с увеличением числа нуклонов в ядре его радиус немного возрастает), т. е. эти частицы образуют квантовую систему, характеризующуюся квантовыми числами, но сильно отличающимися от квантовых чисел водородного атома, а последовательность ядер напоминает периодическую систему



Ф и г. 201.

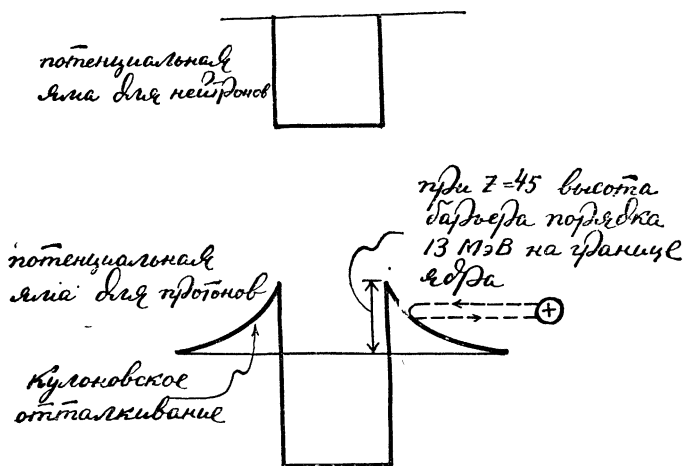
элементов с той лишь разницей, что силы, действующие внутри ядра, имеют иную радиальную зависимость, чем силы, действующие внутри атома.

Некоторые важные качественные свойства ядер получаются даже из одномерной модели, в которой полагают, что нуклоны заключены между двумя стенками, расположенными на расстоянии порядка 10^{-12} см друг от друга. Поскольку стенки не должны быть непроницаемыми (хотя притягивающие ядерные силы и очень велики, нуклоны все же могут покидать ядро), их действие можно описать с помощью потенциальной ямы, так что решение уравнения Шредингера (волновая функция) для нуклонов, находящихся в этой яме, быстро падает до нуля вне стенок (фиг. 201).

Из наблюдений следует, что ядерная потенциальная яма одинакова как для протонов, так и для нейтронов ¹⁾. На этом основании считается, что нейтронам и протонам, если не учитывать различия в их зарядах, соответствуют два вырожденных состояния одной и той же квантовой

¹⁾ Потенциальную яму можно рассматривать как результат совместного притягивающего действия всех нуклонов, усредненного по объему ядра.

системы (нуклона), подобно тому как двум состояниям с различными ориентациями спина (в отсутствие магнитного поля) соответствуют два вырожденных состояния одной и той же квантовой системы (электрона). В случае протонов к ядерным силам добавляются электрические силы, которые не ощущаются нейтронами, в результате чего форма потенциальной ямы для протонов отличается от формы потенциальной ямы для нейтронов (фиг. 202). В результате протоны с большим трудом, чем нейтроны, проникают внутрь ядра, так как им приходится



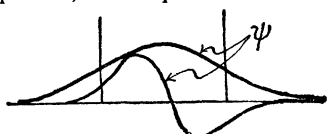
Фиг. 202. В случае протона кулоновская потенциальная энергия складывается с прямоугольной потенциальной ямой, описывающей действие ядерных сил, в результате чего получается профиль, изображенный на нижней фигуре. Следовательно, чтобы проникнуть в ядро, протон должен преодолеть потенциальный барьер.

преодолевать отталкивающее действие кулоновских сил. Находясь же в ядре, они слабее с ним связаны, чем нейтроны, так как притягивающие ядерные силы, действующие на протоны, частично компенсируются кулоновским расталкиванием.

Теперь мы можем исследовать строение различных ядер точно так же, как мы исследовали структуру периодической системы элементов или рассматривали заполнение фермионами одномерного сосуда (гл. 45). Соответствующие волновые решения уравнения Шредингера в случае ядра сходны с волнами де Бройля [см. (45.5)] с той лишь разницей, что их энергия и форма несколько иные, так как волновые функции теперь не должны обращаться в нуль на стенках сосуда (стенки не являются непроницаемыми), а могут отличаться от нуля и вне сосуда (фиг. 203).

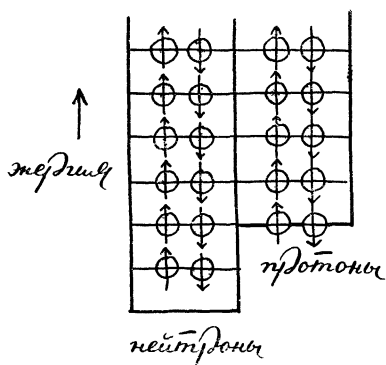
Двум протонам (с противоположно направленными спинами) соответствует первая волна де Бройля, двум другим протонам — вторая волна и т. д. То же относится и к нейтронам. Поскольку нейтронные уровни расположены ниже протонных, может возникнуть вопрос о том,

почему ядра не состоят только из одних нейтронов. Ответ содержится в принципе Паули. Когда в ядре скапливается слишком много нейтронов (на одном же уровне могут находиться лишь два нейтрона), становится энергетически выгоднее прибавлять к ядру не нейтрон, а протон (фиг. 204). Таким образом, в тяжелых ядрах соблюдается определенный компромисс между требованиями принципа Паули и кулоновским расталкиванием, в результате чего в ядрах, как правило, бывает больше нейтронов, чем протонов.



Фиг. 203.

Реальные ядра с разумной точностью удается описать с помощью трехмерного обобщения этой модели (протоны и нейтроны заключены в глубокой сферической потенциальной яме малого диаметра). Такая модель позволяет качественно объяснить (примерно с таким же успехом, как и в случае периодической системы атомов) многие наблюдаемые свойства ядер — структуру уровней, избыток нейтронов в ядрах, устойчивость ядер, излучение, испускаемое при ядерных переходах, и т. д. Возможно, что само понятие силы неприменимо в случае ядер,



Фиг. 204. Потенциальная яма для нейтронов глубже потенциальной ямы для протонов, однако, поскольку на одном уровне могут, согласно принципу запрета, находиться лишь два нейтрона, иногда становится энергетически выгоднее добавлять не нейтроны, а протоны.

однако мы не сомневаемся в том, что новое понятие, которое, быть может, заменит старое, будет квантовым в этой области. Поэтому мы считаем, что атомные ядра являются существенно квантовыми системами.

ЯДЕРНЫЕ ПРОЦЕССЫ И УСТОЙЧИВОСТЬ

Когда ядро содержит слишком много нейтронов или слишком много протонов или если при заданном числе нуклонов ядро находится в возбужденном, а не в основном состоянии, то оно ведет себя подобно атому и часто совершает переход в другое состояние с меньшей энергией,

излучая при этом свет или частицы. Характер возможных переходов зависит от того, какие именно частицы, помимо фотонов, могут излучаться ядрами; в связи с этим попытаемся выяснить, какие ядерные процессы являются возможными.

В первых наблюдениях земных ядерных процессов, а именно при наблюдении радиоактивности, были обнаружены α -, β - и γ -лучи. Согласно современным представлениям, γ -излучение (испускание фотонов) при ядерных процессах происходит под действием электромагнитных сил в результате перехода ядра из одного состояния в другое с испусканием фотона (фиг. 205), точно так же как происходит излучение фотона при атомном переходе. Поскольку характерные ядерные энергии



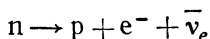
Ф и г. 205.

превышают характерные атомные, при ядерных переходах испускаются фотоны с большей энергией, или так называемые γ -лучи.

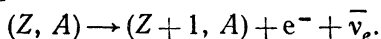
Излученные возбужденным ядром γ -лучи можно разложить на серии и с их помощью (как и в случае атомных спектров) расклассифицировать различные ядерные уровни энергии. Мы можем ввести дискретные уровни, запрещенные и разрешенные переходы и т. д. Сходство с атомными спектрами свидетельствует о наличии дискретных уровней энергии ядер и оправдывает наше предположение о том, что ядро является квантовой системой.

В настоящее время признано, что β -распад, т. е. испускание ядром электронов или позитронов с соответствующим изменением ядерного заряда, происходит в результате следующего фундаментального процесса:

нейтрон $\rightarrow$ протон + электрон + антинейтрино (электронного типа)¹⁾



(об антинейтрино — незаряженной и обладающей нулевой массой античастице, отвечающей незаряженному и обладающему нулевой массой нейтрино, — будет говориться позже). Этот процесс по силе взаимодействия является промежуточным между электромагнитными и гравитационными процессами (он в 10^{11} раз слабее электромагнитного взаимодействия), и поэтому нейтрон в пустом пространстве имеет время жизни порядка 15 мин (чрезвычайно длительный период времени в ядерных масштабах). В результате β -распада ядро, содержащее Z протонов и $A-Z$ нейтронов, может превратиться в ядро с $Z+1$ протонами и $A-Z-1$ нейтронами:

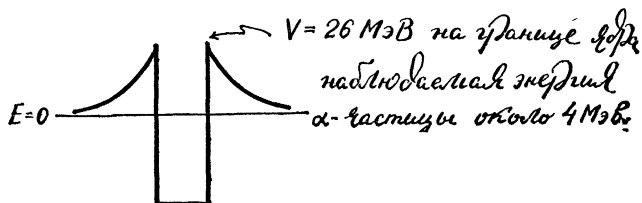


¹⁾ В настоящее время выявлены два типа нейтрино — одно нейтрино связано с электронами (как в β -распаде), а другое — с мюонами.

Предположение о существовании нейтрино впервые высказал Паули; это предположение понадобилось ему для объяснения кажущегося нарушения закона сохранения энергии при β -распаде. С тех пор нейтрино удалось наблюдать при помощи более или менее прямых экспериментов.

Процесс α -распада не только играет важную роль в понимании ядерных переходов, но и является прекрасной иллюстрацией применимости квантовомеханических идей к объяснению ядерных явлений. В 1928 г. Гамов в Германии и Кондон и Герни в США независимо друг от друга показали, как с помощью квантовой теории можно объяснить механизм α -распада, и получили разумные оценки частоты испускания α -частиц. С точки зрения классической теории измеренные значения энергии α -частиц, испущенных ядром в процессе α -распада, слишком малы. Например, энергия частицы с двойным зарядом, излученной ядром тория, должна была быть, согласно классической теории, не менее 26 МэВ без учета той дополнительной энергии, которая должна была быть сообщена частице для ее вылета из ядра.

Потенциальная энергия на границе ядра равна (фиг. 206)



Фиг. 206.

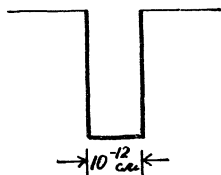
$$\begin{aligned}
 V &= \frac{(\text{заряд } \alpha\text{-частицы}) \times (\text{заряд ядра тория})}{R} = \\
 &= \frac{2 \cdot (4,8 \cdot 10^{-10} \text{ эл.-ст. ед.}) (90) (4,8 \cdot 10^{-10} \text{ эл.-ст. ед.})}{10^{-12} \text{ см}} = \\
 &= 4,1 \cdot 10^{-5} \text{ эрг} \approx 26 \text{ МэВ}.
 \end{aligned}$$

Тем не менее в эксперименте α -частицы никогда не обладали такой энергией. Энергия α -частиц была, как правило, порядка 5 МэВ (в рассмотренном примере она равна 4,2 МэВ). Создавалось впечатление, будто α -частица образуется вдали от границы ядра, где отталкивающий потенциал меньше, так что частица вылетает из ядра с меньшей энергией.

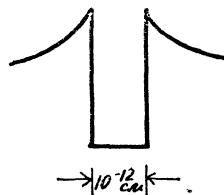
«Если рассмотреть эту проблему с точки зрения волновой механики, — писал Гамов, — то упомянутые выше трудности отпадут сами по себе. В волновой механике частица всегда обладает конечной,

отличной от нуля вероятностью перейти из одной области в другую с такой же энергией даже в том случае, когда эти области разделены барьером произвольной, но не бесконечно большой высоты» [9].

Гамов предположил, что в ядре α -частица находится (будучи составной частью ядра) в потенциальной яме, форма которой без учета кулоновских сил имеет вид, представленный на фиг. 207 (узкая и глубокая



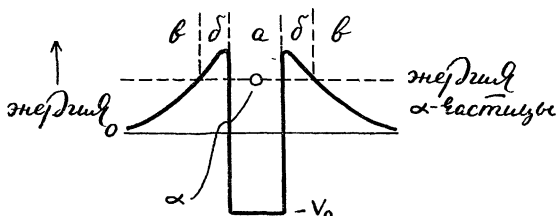
Ф и г. 207.



Ф и г. 208.

яма). С учетом кулоновских сил этот потенциал принимает форму вулкана с глубоким кратером (фиг. 208). Где-то внутри кратера движется α -частица, обладающая некоторой энергией. Величина энергии α -частицы может, в частности, оказаться такой, что с классической точки зрения частица не может вылететь из ядра, но в то же время ее энергии достаточно для того, чтобы частица могла существовать и вне ядра.

Альфа-частица, изображенная на фиг. 209, обладает достаточной энергией, чтобы существовать вне ядра, но эта энергия слишком мала,



Ф и г. 209.

чтобы частица могла покинуть ядро по законам классической физики. В области a внутри ядра энергия α -частицы

$$E = \frac{1}{2}mv^2 - V_0, \quad (46.5)$$

где V_0 — постоянная потенциальная энергия ядра, отвечающая притяжению. Поэтому

$$v = \sqrt{\frac{2}{m}(E + V_0)} \quad (46.6)$$

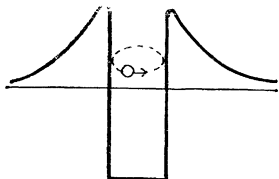
и α -частица, согласно классической теории, может спокойно оставаться в этой области, двигаясь от стенки к стенке барьера (фиг. 210). В области b далеко от ядра влияние ядерных и электрических сил ничтожно. Поэтому здесь энергия α -частицы была бы равна

$$E = \frac{1}{2} mv^2. \quad (46.7)$$

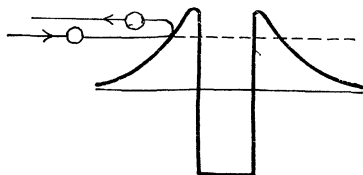
Величина E здесь та же, что и в (46.5) (энергия сохраняется), поэтому, если E положительно, то в области b возможно решение

$$v = \sqrt{\frac{2E}{m}}. \quad (46.8)$$

Стало быть, согласно классической теории, α -частица может находиться и в этой области. Частица будет либо двигаться от ядра, либо отражаться от него, если вначале она двигалась в его сторону (фиг. 211).



Фиг. 210.



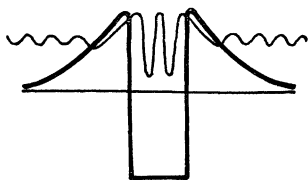
Фиг. 211.

Запрещенной с классической точки зрения является область b , так как в этой области V — положительное число (кулоновское расталкивание) и величина $E - V$ (в зависимости от значения E) может оказаться отрицательной. А так как уравнение

$$v = \sqrt{\frac{2}{m} (E - V)} \quad (46.9)$$

не имеет действительного решения в случае, когда $E - V < 0$, то и классическое решение в этой области отсутствует. Таким образом, в диапазоне энергий от $E = 0$ до $E = V$, в котором разность $E - V$ отрицательна, кулоновский потенциал играет роль непроницаемого барьера между двумя разрешенными с классической точки зрения областями.

В случае потенциала в форме вулкана и частицы, энергия которой больше нуля, но меньше максимальной высоты потенциального барьера



Фиг. 212. Решение волнового уравнения не обращается в нуль вне ямы.

ера, удастся найти решение уравнения Шредингера. Этим решением, как мы уже видели раньше, является волновая функция, которая непрерывно переходит из одной классически разрешенной области

в другую, т. е. квантовая частица может «пройти сквозь» запрещенную область (фиг. 212).

Вычислено, что в случае α -распада урана с образованием тория примерно 10^{-38} часть $|\psi|^2$ находится в области b ; остальная ($1-10^{-38}$) часть $|\psi|^2$ сосредоточена в области a внутри ядра. Этот результат интерпретируется так: в одном из 10^{38} случаев соударения α -частицы со стенками барьера происходит вылет ее из ядра. Величина, равная в данном случае 10^{38} , чрезвычайно сильно зависит от высоты и ширины барьера (от площади под кривой зависимости потенциала от расстояния) и, как правило, имеет различные значения для разных ядер. Если считать, что α -частица движется взад-вперед между «стенками» ядра со скоростью, соответствующей энергии $E=4,2$ МэВ $=6,7 \cdot 10^{-6}$ эрг, т. е. со скоростью

$$v = \sqrt{\frac{2(E+V_0)}{m}} \approx \sqrt{\frac{2 \cdot 5,4 \cdot 10^{-5} \text{ эрг}}{6,7 \cdot 10^{-24} \text{ г}}} \approx 4 \cdot 10^9 \text{ см/с},$$

то, поскольку диаметр ядра порядка 10^{-12} см, а скорость α -частицы порядка 10^9 см/с, за каждую секунду α -частица будет примерно 10^{21} раз сталкиваться со «стенками» ядра:

$$\frac{10^9 \text{ см/с}}{10^{-12} \text{ см/столкновение}} \approx 10^{21} \frac{\text{столкновений}}{\text{с}}.$$

Мы полагаем, что α -частица вылетает из ядра после 10^{38} столкновений; поэтому одно ядро урана испускает α -частицу, превращаясь в ядро тория, каждые

$$\frac{10^{38} \text{ столкновений/распад}}{10^{21} \text{ столкновений/с}} = 10^{17} \text{ с}$$

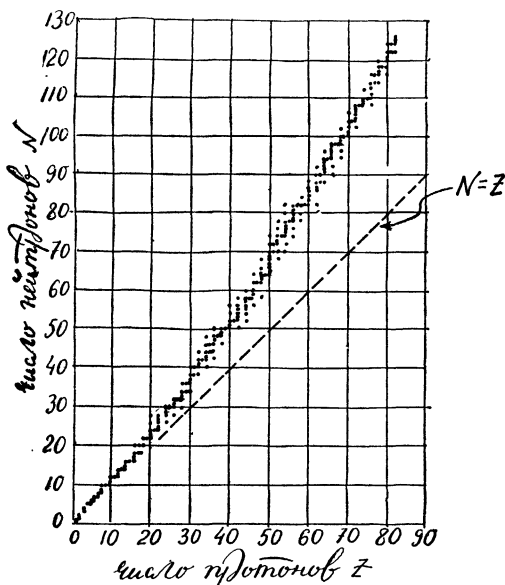
(или примерно каждые несколько миллиардов лет). Может создаться впечатление, что нам никогда не удастся наблюдать α -распад, поскольку он происходит так редко; однако всего 4 г чистого урана содержат 10^{22} ядер. Поскольку за каждую секунду происходит 10^{21} столкновений со «стенкой» ядра, то в 4 г урана за это время произойдет $(10^{21} \text{ столкновений/атом} \cdot \text{с}) \times (10^{22} \text{ атомов}) = 10^{43}$ столкновений/с, или

$$\frac{10^{43} \text{ столкновений/с}}{10^{38} \text{ столкновений/распад}} = 10^5 \text{ распадов/с},$$

т. е. 4 г урана будут излучать 10^5 α -частиц с энергией 4,2 МэВ каждую секунду.

Вопрос об устойчивости ядерного вещества (почему одни ядра устойчивы, а другие радиоактивны) решается в общих чертах следующим образом. Если ядро в результате α -, β - или γ -распада может перейти в другое состояние с меньшей энергией, то оно, как правило, совершает такой переход; если же не может, то такое ядро устойчи-

вое. Рассмотрим, например, ядра углерода и бора, массовые числа которых равны 12. Бор — пятый элемент — содержит 5 протонов и 7 нейтронов. Углерод — шестой элемент — содержит 6 протонов и 6 нейтронов. Тем не менее масса ядра бора слегка превышает массу ядра углерода. Различие в массах равно $2,476 \cdot 10^{-26}$ г, так что энергия связи ядра углерода примерно на 14 МэВ больше энергии связи ядра бора. Каков же возможный механизм перехода? Ядро бора может излучить β -частицу, в результате чего его седьмой нейтрон превратится



Ф и г. 213. Зависимость числа нейтронов от числа протонов для стабильных ядер (взято из [10]).

в шестой протон. (В общем случае механизм перехода может, конечно, быть иным, но в данном случае речь идет о β -распаде.) Ядро углерода-12 устойчиво, так как оно не может превратиться в ядро с другой комбинацией двенадцати нуклонов, которое обладало бы большей энергией связи.

Иногда ядро переходит в более устойчивое состояние, испуская α -частицу. Например, ядро ${}^8_4\text{Be}$ более устойчиво, чем ядра ${}^8_3\text{Li}$ или ${}^8_5\text{B}$. Тем не менее ядро ${}^8_4\text{Be}$ не является устойчивым, так как оно содержит не самую выгодную с энергетической точки зрения комбинацию из 8 нуклонов. Такую комбинацию образуют две α -частицы (ядра гелия):

${}^8_3\text{Li}$	$13,3174 \cdot 10^{-24}$ г
${}^8_5\text{B}$	$13,3183 \cdot 10^{-24}$ г
${}^8_4\text{Be}$	$13,2880 \cdot 10^{-24}$ г
$2({}_2^4\text{He})$	$13,2878 \cdot 10^{-24}$ г

В результате бериллий-8 неизбежно распадается на две α -частицы.

Если нанести точки, соответствующие устойчивым ядрам, на график, где по оси ординат откладывается число нейтронов, а по оси абсцисс — число протонов (фиг. 213), то мы обнаружим, что с ростом массы ядра процент нейтронов в ядре последовательно увеличивается от 50% (для гелия) до 59% (для бария) и в конце концов достигает значения 61% (для урана). Это означает, что если тяжелое ядро распадается с излучением α -частицы, процент нейтронов в которой составляет 50%, то это ядро должно затем потерять несколько нейтронов, чтобы перейти в устойчивое состояние (табл. 5). Как правило, нейтроны превращаются в протоны в процессе β -распада.

Таблица 5

Схема распада урана на свинец
(приведенные в таблице времена — периоды полураспада)

${}^{238}_{92}\text{U} \rightarrow {}^{234}_{90}\text{Th} + {}^4_2\text{He}$	4,51 · 10 ⁹ лет
${}^{234}_{90}\text{Th} \rightarrow {}^{234}_{91}\text{Pa} + {}^0_{-1}\text{e}$	24,1 сут
${}^{234}_{91}\text{Pa} \rightarrow {}^{234}_{92}\text{U} + {}^0_{-1}\text{e}$	1,14 мин
${}^{234}_{92}\text{U} \rightarrow {}^{230}_{90}\text{Th} + {}^4_2\text{He}$	2,5 · 10 ⁵ лет
${}^{230}_{90}\text{Th} \rightarrow {}^{226}_{88}\text{Ra} + {}^4_2\text{He}$	80 000 лет
${}^{226}_{88}\text{Ra} \rightarrow {}^{222}_{86}\text{Rn} + {}^4_2\text{He}$	1620 лет
${}^{222}_{86}\text{Rn} \rightarrow {}^{218}_{84}\text{Po} + {}^4_2\text{He}$	3,825 сут
${}^{218}_{84}\text{Po} \rightarrow {}^{218}_{82}\text{Pb} + {}^4_2\text{He}$	3,05 мин
${}^{218}_{82}\text{Pb} \rightarrow {}^{214}_{83}\text{Bi} + {}^0_{-1}\text{e}$	26,8 мин
${}^{214}_{83}\text{Bi} \rightarrow {}^{214}_{84}\text{Po} + {}^0_{-1}\text{e}$	19,7 мин
${}^{214}_{84}\text{Po} \rightarrow {}^{210}_{82}\text{Pb} + {}^4_2\text{He}$	1,64 · 10 ⁻⁶ с
${}^{210}_{82}\text{Pb} \rightarrow {}^{210}_{83}\text{Bi} + {}^0_{-1}\text{e}$	22 г
${}^{210}_{83}\text{Bi} \rightarrow {}^{210}_{84}\text{Po} + {}^0_{-1}\text{e}$	5 сут
${}^{210}_{84}\text{Po} \rightarrow {}^{206}_{82}\text{Pb} + {}^4_2\text{He}$	138,3 сут
${}^{206}_{82}\text{Pb}$	стабильное ядро

Примечание. Здесь ${}^0_{-1}\text{e}$ означает электрон (его заряд равен $-e$, а массовое число — нулю).

ОГОНЬ ЗВЕЗД

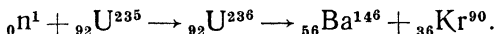
Существуют, однако, и другие ядерные процессы. В декабре 1938 г. Ган и Штрассман с удивлением обнаружили радиоактивный изотоп бария (атомное число 56) среди продуктов бомбардировки урана (атомное число 92) нейтронами. Месяцем позже Лиза Мейтнер, бежавшая, как и многие другие, из «тысячелетнего рейха», высказала предположение, что это явление объясняется делением ядер урана. Используя модель ядра в виде жидкой капли, обладающей поверхностным натяжением, она пришла к следующему выводу:

«Поэтому вполне возможно, что ядро урана обладает малой устойчивостью своей формы и может после захвата нейтрона разделиться на два ядра примерно равных размеров... Эти два ядра будут отталкивать друг друга, в результате чего их полная

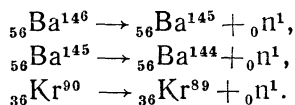
кинетическая энергия станет равной (примерно) 200 МэВ, как показывают расчеты, основанные на данных о размерах и зарядах ядер» [11].

Энрико Ферми, работавший в это время в Колумбийском университете в Нью-Йорке и бежавший ранее из Италии, воспользовавшись для этого поездкой в Стокгольм для получения Нобелевской премии за 1938 г., догадался, что если среди продуктов деления ядер окажутся нейтроны, то реакция может сделаться цепной, и начал свои эксперименты по расщеплению ядер урана, или, как теперь говорят, по делению ядер. По просьбе Лео Сциларда, коллеги Ферми, Эйнштейн написал письмо президенту Рузвельту. Было выделено несколько тысяч долларов на расширение работы Ферми, которая позднее получила название «Проекта Манхеттен»; цель этого проекта состояла в создании атомной бомбы раньше, чем ее создадут нацисты.

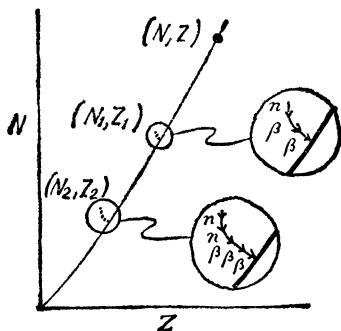
Вероятно, Ган и Штрассман наблюдали в 1938 г. следующую реакцию:



Оба ядра ${}_{56}^{146}\text{Ba}$ и ${}_{36}^{90}\text{Kr}$ чрезвычайно неустойчивы. Дело в том, что в них содержится слишком много нейтронов — настолько много, что некоторые нейтроны излучаются из ядер практически мгновенно (за время $\sim 10^{-14}$ с):



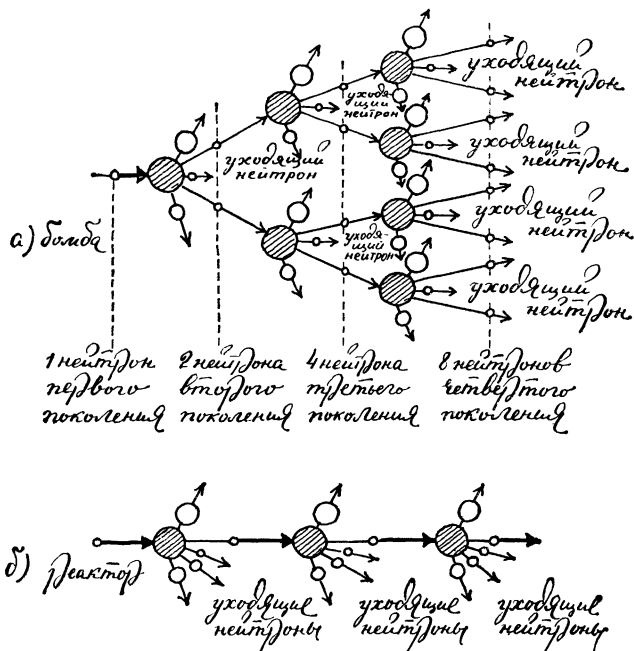
Однако и эти ядра содержат слишком много нейтронов, но теперь они могут перейти в устойчивое состояние путем β -распада, когда нейтроны превращаются в протоны (фиг. 214).



Фиг. 214. Превращения, происходящие в реакциях деления, изображенные на нейтрон-протонной диаграмме (взято из [10]).

Среднее количество энергии, освобождающееся в реакции деления, равно по расчетам Лизы Мейтнер приблизительно 200 МэВ. Большую часть этой энергии составляет кинетическая энергия продуктов деления, которая проявляется в виде тепла. Далее, как окончательно установил Ферми, в реакции выделяется достаточное количество нейтро-

нов, чтобы она могла стать цепной. В среднем каждое деление ядра сопровождается вылетом 2,5 нейтрона. Эти нейтроны могут быть использованы для последующих реакций деления. За время порядка 10^{-14} с может быть расщеплено огромное количество ядер урана, причем при каждом акте деления выделится 200 МэВ энергии. (Для сравнения укажем, что в типичной химической реакции выделяется меньше 10 эВ энергии на атом.) Таким образом, если цепную реакцию



Фиг. 215. Цепные реакции деления. а) Неконтролируемая цепная реакция — атомная бомба; б) контролируемая цепная реакция — атомный котел (реактор) (взято из [12]).

деления использовать до конца, то мы получим бомбу. Если же контролировать течение реакции, позволяя только одному из вновь образовавшихся нейтронов совершать последующее деление, то реакция не пойдет «вразнос» и ее можно будет использовать (в атомных реакторах) для получения тепла (фиг. 215).

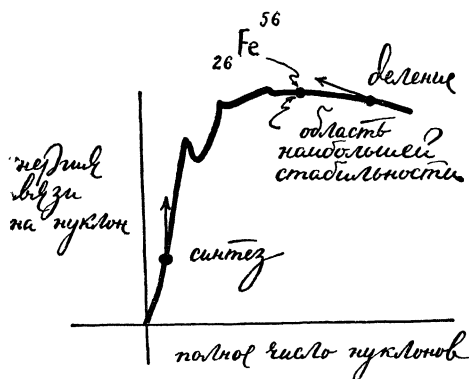
Гораздо большие энергетические возможности таятся в реакциях, в которых легкие ядра, сливаясь, превращаются в более тяжелые ядра с выделением энергии. Проблема синтеза ядер решалась независимо от проблемы деления ядер, но практически осуществить синтез ядер на Земле удалось лишь с помощью реакции деления. Впервые идею о ядерном синтезе как источнике энергии Солнца и звезд выдвинули в 1929 г. Аткинсон и Хоутерманс. Десятью годами позже Ганс Бете раз-

вил эту идею и предложил последовательность ядерных реакций, в процессе которых освобождается огромное количество энергии; такие реакции, согласно современным представлениям, протекают на Солнце. Еще через пятнадцать лет реакция синтеза была осуществлена при взрыве первой водородной бомбы.

Если бы четыре протона (ядра водорода) смогли объединиться в ядро гелия [заряд сохранился бы в результате испускания положительно заряженных β -частиц (позитронов)], то при этом выделилось бы огромное количество энергии:

масса ${}_1\text{H}^1$	$1,6724 \cdot 10^{-24} \text{ г}$	
(1) масса $4({}_1\text{H}^1)$		$6,6896 \cdot 10^{-24} \text{ г}$
масса ${}_2\text{He}^4$	$6,6439 \cdot 10^{-24} \text{ г}$	
масса 2 позитронов	$0,0018 \cdot 10^{-24} \text{ г}$	
(2) сумма		$6,6457 \cdot 10^{-24} \text{ г}$
разность (1) — (2)		$0,0439 \cdot 10^{-24} \text{ г}$
которая эквивалентна $\sim 25 \text{ МэВ}$		

Реакция синтеза гораздо эффективнее реакции деления, так как при синтезе в энергию превращается примерно 1% первоначальной массы, в то время как при делении в энергию переходит лишь 0,09%.



Фиг. 216. Как при делении, так и при синтезе образуются более стабильные ядра, расположенные в середине этой кривой.

(Более выгодные процессы синтеза такие: дейтрон + дейтрон $\rightarrow$ гелий или тритий + водород $\rightarrow$ гелий.) Хотя энергетически такие реакции более эффективны, их очень трудно осуществить; они протекают сегодня еще лишь в недрах звезд. Естественно спросить, почему.

Дело в том, что при нормальных температурах кулоновское расталкивание не позволяет ядрам сблизиться на достаточно малое расстояние, в результате чего реакция синтеза происходит крайне редко.

Чтобы реакция осуществилась, ядра должны сблизиться на такое расстояние, где начинает сказываться действие ядерных сил, а для этого энергия ядер должна быть порядка 10^5 эВ. Тогда возникает проблема: как получать и удерживать ядра с такой энергией?

Кулоновская потенциальная энергия взаимодействия двух протонов $=e^2/R$. Если $R \approx 10^{-12}$ см, то

$$V \approx \frac{e^2}{10^{-12}} \approx 2 \cdot 10^{-7} \text{ эрг} \approx 10^5 \text{ эВ};$$

эквивалентная этой энергии температура определяется из уравнения

$$\frac{3}{2} k_B T = 2 \cdot 10^{-7} \text{ эрг},$$

т. е.

$$T = \frac{2}{3} \frac{2 \cdot 10^{-7} \text{ эрг}}{1,4 \cdot 10^{-16} \text{ эрг/К}} \approx 10^9 \text{ град.}$$

При более низкой температуре достаточной энергией все же будет обладать часть протонов (прохождение сквозь барьер и т. д.), так что для осуществления реакции синтеза хватит температуры в несколько миллионов градусов.

Из этих оценок видно, почему проблема синтеза оказалась решенной лишь с помощью реакции деления. В настоящее время на Земле неизвестны способы получения температур в миллион градусов в течение достаточно длительного промежутка времени, кроме как при взрыве атомной бомбы. [Эта проблема сходна с задачей обычного химического горения. В последнем случае энергия, выделяющаяся при химическом соединении атомов, идет на нагрев других атомов, которые могут соединиться лишь при высокой температуре (иными словами, реакция будет самоподдерживающейся, если температура горения превышает температуру поджига). Для этого необходим сосуд, чтобы выделяющаяся энергия могла частично распределиться между другими атомами, и спичка, чтобы горение началось.] При синтезе ядер в качестве спички может служить какой-нибудь источник высокоэнергичных протонов (некоторые из них будут описаны позже), однако вопрос о том, что может продолжительно служить в качестве сосуда для вещества, температура которого порядка нескольких миллионов градусов, пока не решен (в настоящее время проводятся исследования методов удержания плазмы¹⁾ с помощью магнитных полей).

¹⁾ Полностью ионизованный газ; каждый атом в плазме заряжен (ионизован), но в целом она нейтральна.

На Солнце и внутри звезд процессы синтеза происходят непрерывно, так как температура внутри звезд достаточно велика, чтобы мог осуществляться какой-нибудь из циклов синтеза, в процессе которого выделяющаяся энергия поддерживает высокую температуру звезд. (Звездное вещество удерживается вместе благодаря гравитационному притяжению.) Таким образом, нам удастся понять, источниками какой огромной энергии являются звезды.

«Не верь, что звезды — огонь...»

ОБЪЕДИНЕНИЕ КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ И ПРИНЦИПА ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

ЭЛЕКТРОН КАК РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ВОЛНА

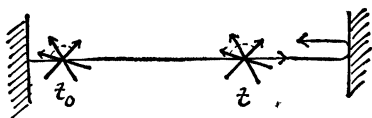
Та квантовая теория, о которой шла речь выше, занимает по отношению к релятивистской квантовой теории, т. е. теории, в которой объединены квантовые идеи и принцип относительности, такое же положение, как ньютоновская, или классическая, механика по отношению к релятивистской механике. Сразу же после появления квантовой механики стало ясно, что ее следует согласовать с принципом относительности. Однако технические трудности такого согласования были настолько серьезными, что вначале основное внимание было сосредоточено исключительно на развитии нерелятивистской квантовой теории (особенно в работах Эрвина Шредингера). Ведь можно было полагать, что такая теория будет успешно объяснять те явления, в которых скорости малы по сравнению со скоростью света. Величины так называемых релятивистских поправок обычно принимают значения порядка v^2/c^2 . Типичные скорости электронов в атомах, например в атоме водорода, составляют примерно $1/30$ скорости света ($v^2/c^2 \approx 10^{-3}$), поэтому разумно считать, что релятивистские поправки в этом случае окажутся несущественными. Так была создана нерелятивистская квантовая теория, выросшая из теории Шредингера, при помощи которой удалось навести почти полный, хотя и не вполне строгий порядок в хаосе атомных явлений.

К концу двадцатых годов, когда большинство нерелятивистских квантовых явлений было проанализировано и понято, стало ясно, что следующий важный шаг должен состоять в объединении принципа относительности с квантовой теорией. Если бы не удалось согласовать квантовую теорию с принципом относительности, то можно было бы в принципе придумать метод определения абсолютной скорости наблюдателя относительно эфира, что противоречило бы данным опыта. Далее, уже были известны явления, в которых предсказания квантовой теории расходились с результатами наблюдений, и можно было надеяться, что эти расхождения объясняются релятивистскими эффектами.

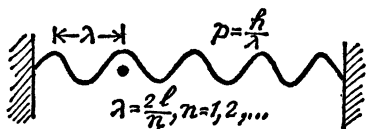
Однако неожиданно оказалось, что такое объединение сопряжено с огромными трудностями. Нельзя было непосредственно обобщить квантовую теорию, включающую вероятностную интерпретацию, таким образом, чтобы она согласовывалась с принципом относительности. Современная релятивистская квантовая теория — результат усиленной деятельности целого поколения, хотя и не полностью завершенная и, возможно, непоследовательная, гораздо более сложная в сравнении с нерелятивистской теорией — таит в себе исключительно богатое содержание, а лежащие в ее основе принципы позволяют поразительно точно описывать наблюдаемые явления.

ЭЛЕКТРОН ДИРАКА

Впервые релятивистское волновое уравнение предложил в 1928 г. Поль Дирак. Это уравнение, успех которого частично объяснялся его простой интерпретацией, открыло путь к овладению сложной по форме и богатой по содержанию релятивистской квантовой теорией. Пытаясь объединить два важнейших принципа двадцатого столетия, Дирак обратился к проблеме свободного электрона, т. е. электрона, который движется в пустом пространстве в отсутствие сил. В теории Ньютона такая частица есть тело с зарядом $-e$ и массой m , которое, как это стало ясно в конце двадцатых годов, характеризуется еще спином и



Ф и г. 217.



Ф и г. 218.

собственным магнитным моментом. В отсутствие внешних сил такая ньютоновская частица движется по инерции (с постоянной скоростью). Чтобы полностью определить состояние тела, необходимо в заданный момент времени (скажем, t_0) задать его скорость, положение и направление спина (фиг. 217). Энергия тела определяется по формуле

$$E = \frac{p^2}{2m}.$$

Направления спина и магнитного момента частицы произвольны и не зависят от его положения в пространстве и во времени. Поэтому любому состоянию электрона в пространстве и во времени соответствует бесчисленное множество внутренних состояний частицы (под внутренними подразумеваются состояния, которые не зависят от пространственных и временных свойств системы), связанных с произвольностью направления спина.

Состояние электрона Шредингера (не имеющего спина) считается полностью определенным, если в заданный момент времени (скажем, t_0) известна его волновая функция. Так, в рассмотренном ранее случае одномерного сосуда волновая функция характеризуется одним квантовым числом и является волной де Бройля (фиг. 218) с длиной волны

$$\lambda = \frac{2l}{n}, \quad n = 1, 2, \dots \quad (47.1)$$

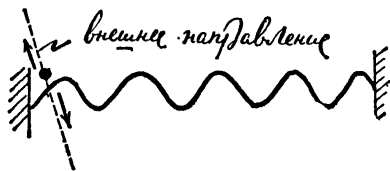
Энергия электрона равна

$$E = \frac{p^2}{2m} = \frac{1}{2m} \left(\frac{h}{\lambda} \right)^2. \quad (47.2)$$

В отличие от ньютоновского электрона, который характеризуется бесконечным множеством внутренних состояний, электрон Шредин-

гера с заданной волной де Бройля при наличии спина имеет только два состояния, как это следует из квантового условия, которому подчиняется угловой момент частицы.

Электрон Шредингера, обладающий спином, характеризуется волной де Бройля с длиной волны λ и направлением своего спина (фиг. 219). Электрон имеет два внутренних состояния, которым отвечают два возможных направления спина. В отсутствие магнитного поля эти состояния вырождены (их энергии одинаковы). Таким образом, введение спина влечет за собой удвоение числа возможных решений уравнения Шредингера. Без учета спина решением уравнения Шредингера является определенная волновая функция положения и времени:



$$\Psi(x, y, z; t).$$

Фиг. 219.

При наличии же спина таких решений два — две волновые функции с одинаковыми пространственно-временными свойствами, но соответствующие двум противоположным направлениям спина:

$$\Psi_+(x, y, z; t) \text{ и } \Psi_-(x, y, z; t).$$

(Понятие спина было впервые введено именно для объяснения наблюдаемого удвоения некоторых спектральных линий, которое свидетельствовало о том, что атом водорода обладает вдвое большим числом уровней, чем без учета спина.) Наиболее важное следствие из существования спина состоит в удвоении числа уровней. Благодаря этому два электрона могут занимать одно и то же место в пространстве, не нарушая принципа запрета, если их спины направлены в противоположные стороны. При наличии магнитного поля два спиновых состояния обладают различными значениями энергии, которая зависит от взаимной ориентации собственного магнитного момента электрона и силовых линий внешнего магнитного поля.

Используя аналогию с уравнением Шредингера, Дирак попытался написать волновое уравнение для электрона, которое было бы согласовано с принципом относительности. Потребовав, чтобы решениями этого уравнения были волны де Бройля, подчиняющиеся вероятностной интерпретации, и чтобы энергия и импульс электрона были связаны релятивистским соотношением ¹⁾

$$E^2 = c^2 p^2 + m^2 c^4, \quad (47.3)$$

а не соотношением

$$E = \frac{p^2}{2m}, \quad (47.4)$$

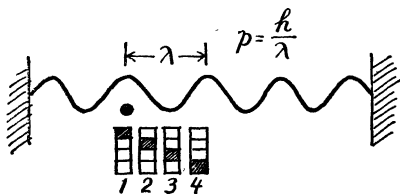
¹⁾ В этом разделе под m подразумевается наблюдаемая масса покоя электрона ($\approx 10^{-27}$ г).

которое выполняется для решения уравнения Шредингера, Дирак установил, что электрон должен обладать четырьмя внутренними состояниями. Таким образом, Дирак обнаружил учетверение всех уровней:

$$\psi_1(x, y, z; t); \psi_2(x, y, z; t); \psi_3(x, y, z; t); \psi_4(x, y, z; t),$$

тогда как при введении спина в уравнение Шредингера число уровней лишь удваивалось (фиг. 220).

Дираку удалось интерпретировать два из этих внутренних состояний как состояния электрона, обладающего спином, что само по себе

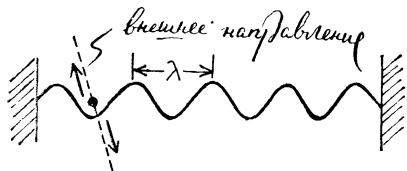


Фиг. 220. В случае дираковского электрона с длиной волны де Бройля λ ($p = h/\lambda$) энергия равна

$$E^2 = m^2c^4 + p^2c^2. \quad (47.5)$$

Имеются четыре внутренних состояния (обозначенных здесь 1, 2, 3 и 4). Можно считать, что электрон описывается волной де Бройля и квантовым числом, принимающим четыре значения.

представляло большое достижение. В отличие от нерелятивистской теории Шредингера, в которую спин вводился извне для объяснения наблюдаемого удвоения некоторых спектральных линий, в теории Дирака спин появлялся как следствие согласования волнового уравнения с принципом относительности. Наличие спина вытекало как следствие исходных постулатов квантовой теории и теории относительности. Релятивистский электрон обязательно обладает спином, причем спин в теории Дирака оказался равным $\frac{1}{2}$. Кроме того, величина собственного магнитного момента, связанного со спином, совпа-



Фиг. 221. Можно считать, что два решения уравнения Дирака соответствуют двум возможным направлениям (вверх или вниз) спина электрона. Чему же тогда соответствуют два других решения?

дала с наблюдениями. Так впервые удалось объяснить внутреннее свойство частицы — свойство, которое вытекало из уравнения, правильно описывающего ее пространственно-временные свойства.

Как ни странно, появление двух дополнительных решений уравнения Дирака объясняется довольно просто (фиг. 221). Так как в релятивистской теории энергия связана с импульсом по формуле

$$E^2 = c^2p^2 + m^2c^4, \quad (47.6)$$

каждому значению импульса соответствуют два значения энергии. (Если извлечь квадратный корень из обеих частей этого уравнения, то получатся два решения, так как квадратный корень имеет два зна-

чения.) В данном случае решения найти просто:

$$E = \begin{cases} \sqrt{c^2 p^2 + m^2 c^4}, \\ -\sqrt{c^2 p^2 + m^2 c^4}. \end{cases} \quad (47.7)$$

Верхнее решение соответствует положительной энергии, а нижнее — отрицательной. Если импульс частицы равен нулю, то

$$E = \begin{cases} mc^2, \\ -mc^2. \end{cases} \quad (47.8)$$

В теории Дирака имеются два таких решения для каждого направления спина. Таким образом, каждому пространственному состоянию системы соответствуют $2 \times 2 = 4$ внутренних состояния, найденные Дираком.

Следует отметить, что в релятивистской классической механике тоже имеются решения, соответствующие отрицательной энергии. Однако там эти решения не представляют никакого интереса и отбрасываются. Можно просто считать, что в мире, в котором мы живем, нет частиц с отрицательной энергией; по сути дела, решения с отрицательной энергией можно последовательно и безболезненно исключить из теории. Между тем в квантовой теории, как вскоре понял Дирак, этого делать нельзя. Решения, отвечающие отрицательной энергии, должны были бы иметь физические проявления; последовательно исключить их из теории не удавалось. Если нам доставляет радость то, что спин и магнитный момент электрона вытекают из релятивистского уравнения, то мы обязаны учитывать и эти решения. Однако, если бы электрон мог действительно существовать в состоянии с отрицательной энергией, он вел бы себя чрезвычайно странно. Вместо того чтобы замедляться и в конце концов останавливаться в результате столкновений с другими частицами, такой электрон ускорялся бы все больше и больше, пока его скорость не стала бы равной скорости света... Из анализа релятивистских решений стало ясно, что такие свойства не только никогда не наблюдались, но и вряд ли когда-нибудь будут обнаружены. Исходя из этого, Дирак выдвинул свое знаменитое предположение.

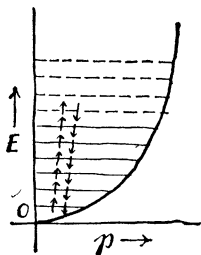
ВАКУУМ ДИРАКА

Энергия электрона Шредингера (с учетом спина) как функция импульса дается выражением

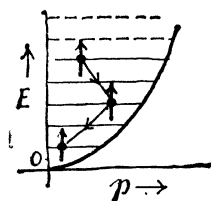
$$E = \frac{p^2}{2m}. \quad (47.9)$$

В случае когда этот электрон заключен в сосуде, его уровни энергии дискретны и расположены довольно часто. На фиг. 222 изображены энергетические уровни электрона Шредингера, обладающего спином. Каждому уровню отвечают два спиновых состояния. Расстояние между

нижним уровнем и осью абсцисс определяется принципом неопределенности (и зависит от размеров сосуда). На каждом из уровней могут одновременно находиться два электрона с противоположно направленными спинами. Согласно принципу запрета, каждой волне де Бройля



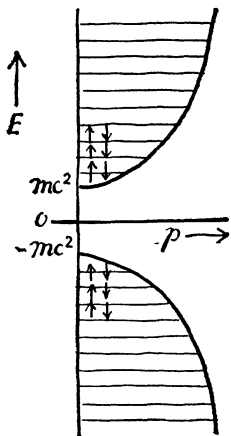
Ф и г. 222.



Ф и г. 223.

могут соответствовать не более двух электронов. Если электрон Шредингера, первоначально находившийся в каком-то состоянии с импульсом p и энергией E , сталкивается с другими частицами (скажем, с покоящимися электронами), то постепенно он переходит на более низкие уровни, пока наконец не окажется на самом низком (фиг. 223).

По-иному устроены энергетические уровни электрона Дирака (фиг. 224). Как и раньше, каждому уровню соответствуют два спино-



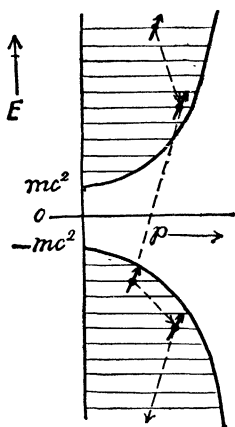
Ф и г. 224.

вых состояния. Спектр положительных энергий начинается с того места, где энергия равна mc^2 (энергия покоя электрона) плюс энергия, которой обладает электрон согласно принципу неопределенности в силу того, что он заключен в сосуде. Выше этой точки расположены остальные дискретные уровни, удовлетворяющие релятивистскому соотношению между энергией и импульсом; на каждом из этих уровней могут находиться два электрона с противоположно направленными спинами. Принципиально новая особенность этого спектра состоит в наличии уровней с отрицательной энергией. Эти уровни начинаются

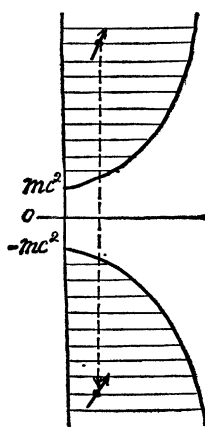
вблизи $-mc^2$ и простираются вплоть до $-\infty$, зеркально повторяя расположение уровней с положительной энергией, которые начинаются вблизи mc^2 и простираются до ∞ . Трудность квантовой теории состоит в том, что невозможно изолировать состояния с отрицательной энергией от состояний с положительной энергией; электрон может совершить переход с положительного уровня энергии на уровень с от-

рицательной энергией, как показано на фиг. 225. В результате электрон, сталкиваясь с другими частицами и теряя энергию, может перейти на уровень с отрицательной энергией и начнет непрерывно ускоряться, а его энергия будет стремиться к $-\infty$.

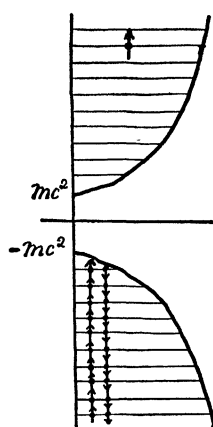
Чтобы предотвратить возможность катастрофического ускорения электронов, Дирак выдвинул следующее предположение: то, что мы воспринимаем как вакуум, не является на самом деле пустотой, а является системой, в которой на всех отрицательных уровнях находятся



Ф и г. 225.



Ф и г. 226.



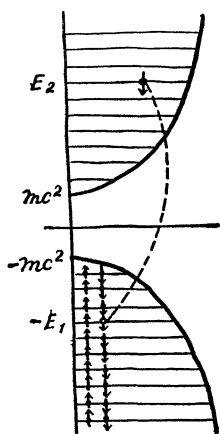
Ф и г. 227.

по два электрона. В результате, конечно, в вакууме оказывается слишком много электронов (бесконечное число). Таким образом, спектр электрона, находящегося в так называемом пустом пространстве, выглядит совсем не так, как показано на фиг. 226, когда электрон может совершить переход в весьма неуютное состояние с отрицательной энергией, а скорее так, как на фиг. 227, где все отрицательные уровни заполнены другими электронами. Согласно принципу запрета, электрон не может совершить переход на какой-нибудь занятый уже уровень с отрицательной энергией, и поэтому он остается там, где нам хотелось бы его видеть, т. е. на одном из уровней с положительной энергией. Если бы электроны не подчинялись принципу запрета, предположение Дирака потеряло бы всякий смысл. (На этом основана устанавливаемая релятивистской квантовой теорией связь между спином и статистикой, между принципом запрета и состояниями с отрицательной энергией.)

На первый взгляд это предположение вызывает больше вопросов, чем дает ответов. Совершенно неожиданно вакуум превратился из пустоты Демокрита, Гассенди и Ньютона в нечто, напоминающее скорее «рленпм» Аристотеля или Декарта. Теперь нельзя уже сказать, что вакуум ничего не содержит. Это очень сложная система, содержащая в некотором смысле половину всего сущего, система, все отрица-

тельные уровни энергии которой заполнены электронами. (Со временем представление о вакууме несколько изменилось, так что явная асимметрия между заполненными и пустыми уровнями исчезла, однако динамика современного вакуума и его сложность тесно связаны с тем вакуумом, который был впервые предложен Дираком.)

Сразу же возникает несколько очевидных вопросов. Прежде всего каждый электрон обладает зарядом $-e$, так что бесчисленное количество электронов имело бы бесконечный заряд. Таким образом, предложенный Дираком вакуум, в котором заполнены все уровни с отрицательной энергией, должен обладать бесконечным зарядом. Дирак не



Фиг. 228.

отрицает этого. Однако, говорит он, мы воспринимаем этот бесконечный заряд как нормальное состояние вещей. Ощущаем же мы лишь отклонения от этого состояния. Помимо заряда, вакуум должен обладать бесконечной массой и бесконечной отрицательной энергией. Все это, по мнению Дирака, нормальное состояние вещей; воспринимаются лишь отклонения от этого состояния. Хуже другое: электроны, заполняющие отрицательные уровни, образуют сложную силовую систему, так как они электрически взаимодействуют между собой. Поэтому вряд ли пригодны здесь те решения, которые мы вы-

писывали и которые соответствуют свободным электронам, т. е. электронам в отсутствие сил. И снова Дирак не знает ответа, но он говорит: предположим, что результирующая структура уровней примерно такая же, как у свободных частиц.

Если согласиться со всеми этими предположениями, то из них вытекает следующее:

1) Можно получить волновые функции, описывающие поведение электрона с произвольным импульсом, который связан с энергией релятивистским соотношением; при этом автоматически получается, что спин электрона равен $1/2$, а магнитный момент равен $eh/4\pi mc$.

2) Динамические свойства такого электрона во многом отвечают тому, что следовало бы ожидать при релятивистском обобщении уравнения Шредингера. Энергия электрона всегда положительна, и электрон может совершать переходы только на уровни с положительной энергией, так как все отрицательные уровни заполнены; в этом отношении он ведет себя вполне нормально.

3) Считается, что вакуум — это такое состояние, в котором уровни отрицательной энергии заполнены, а положительной энергии — свободны.

Выясним, однако, что происходит, если электрон, находившийся на уровне с отрицательной энергией, возбуждается и переходит на уровень с положительной энергией. Такой процесс столь же правдоподобен, как и обратный процесс, когда электрон перескакивает с положительного уровня на отрицательный. Если это происходит, то мы имеем электрон с положительной энергией и дырку в уровнях с отрицательной энергией. Как интерпретировать эту дырку?

[На фиг. 228 изображен электрон, перескакивающий с отрицательного уровня ($-E_1$) на уровень с положительной энергией (E_2). После перехода энергия равна

$$E_2 - (-E_1) = E_1 + E_2.] \quad (47.10)$$

На том месте, которое мы по привычке называем «пустотой», появляется электрон, находящийся в состоянии с положительной энергией, и отсутствует электрон в состоянии с отрицательной энергией.

АНТИВЕЩЕСТВО

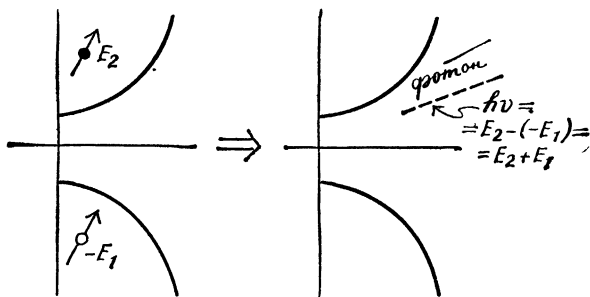
Дырка посреди «океана» заполненных уровней отрицательной энергии послужила прообразом концепции антивещества. Спрашивается, как должен выглядеть случай, изображенный на фиг. 228, когда электрон совершает переход с одного из заполненных уровней с отрицательной энергией — с уровня 1 — на уровень 2 с положительной энергией? Мы ожидаем увидеть электрон с энергией E_2 (спин $\uparrow$), так как уровень с такой энергией оказался теперь занятым. Но как воспринимать дырку? Мы считали нормальным положение, когда на месте дырки находился электрон вместе с другими электронами, заполняющими все уровни с отрицательной энергией. Когда же уровень 1 оказывается незаполненным, мы видим, если так можно выразиться, отсутствие электрона, подобно тому как Одиссей у Кафки слышал молчание (тишину) поющих сирен.

По мнению Дирака, мы воспринимаем отсутствие отрицательно заряженного электрона с отрицательной энергией как положительный заряд с положительной энергией. В самом деле, если мы постоянно видим в одном и том же месте пространства пять отрицательных зарядов, а потом вдруг обнаруживаем там лишь четыре заряда, то мы воспринимаем отсутствие отрицательного заряда как положительный заряд. Это относится не только к заряду частицы, но и к ее энергии. Действительно, если считать, что в нормальном состоянии все уровни с отрицательной энергией заполнены, то дырка должна означать уменьшение отрицательной энергии, или увеличение положительной энергии. Так, например, если к руке привязать шары, наполненные гелием, а затем долго держать их, то в конце концов мы перестанем ощущать их тягу вверх. Затем, если один из шаров неожиданно отцепится, мы станем ощущать меньшую тягу, что мы могли бы интерпретировать как тягу вниз. Если считать, что энергия вакуума равна нулю (обще-

принятое соглашение), то энергия состояния, когда положительный уровень 2 занят, а отрицательный уровень 1 не заполнен, определяется следующим образом:

$$E_2 - (-E_1) = +\sqrt{c^2 p_2^2 + m^2 c^4} - (-\sqrt{c^2 p_1^2 + m^2 c^4}) = \sqrt{c^2 p_2^2 + m^2 c^4} + \sqrt{c^2 p_1^2 + m^2 c^4}. \quad (47.11)$$

Таким образом, дырка ведет себя как положительная частица с положительной энергией. Если бы такая дырка обнаружилась, то электрон с положительной энергией смог бы ее заполнить (фиг. 229). Мы вос-



Фиг. 229. Если имеется «дырка», то электрон с положительной энергией может совершить переход и «упасть» в нее, в результате чего состояния с положительной энергией станут пустыми, а уровни с отрицательной энергией заполнятся, образуя вакуум. Как следствие этого мы будем наблюдать аннигиляцию отрицательного и положительного зарядов. В этом процессе возникают фотоны с энергией $E_2 - (-E_1) = E_2 + E_1$.

приняли бы такой переход как взаимное уничтожение положительной и отрицательной частиц. Так появилось понятие *антивещества*, в данном конкретном случае — *антиэлектрона*.

Наблюдал ли кто-нибудь такие частицы? «Мы поэтому вынуждены предположить, — пишет Дирак, —

...что дырками в распределении электронов, обладающих отрицательной энергией, являются протоны. Когда электрон с положительной энергией падает в дырку и заполняет ее, мы должны наблюдать одновременное исчезновение электрона и протона, сопровождающееся испусканием излучения» [1].

Дирак предполагал, что положительной частицей является протон. Спин протона равен $1/2$, его заряд совпадает по абсолютной величине с зарядом электрона. Правда, возникало известное неудобство, связанное с тем, что масса протона почти в 2000 раз превышала массу электрона, но Дирак отмечал, что различие в массах происходит, возможно, из-за чрезвычайно сильного электрического взаимодействия между электронами, заполняющими отрицательные уровни. Если бы мнение Дирака оказалось верным, то его теория не только объясняла бы существование электронов, подчиняющихся принципу запрета, но и пред-

сказывала бы существование протонов, что привело бы к полезной унификации частиц.

Однако Оппенгеймер сразу же заметил, что если бы протон был античастицей электрона, иными словами, если бы дырка в океане уровней с отрицательной энергией интерпретировалась как протон, то обычный электрон должен был бы упасть в эту дырку. Стало быть, электрон должен был аннигилировать с протоном, в результате чего от обеих частиц ничего бы не осталось, кроме света. Затем Оппенгеймер вычислил скорость аннигиляции (вероятность перехода электрон+дырка→вакуум) и нашел, что время жизни обычного вещества (атомы состоят из электронов, вращающихся вокруг протонов) должно быть порядка 10^{-10} с, что противоречило наблюдаемой устойчивости нашего мира. «Таким образом,— пишет Оппенгеймер,—

... вряд ли какое-нибудь состояние с отрицательной энергией может оставаться незаполненным. Если вернуться к предположению, касающемуся двух независимых элементарных частиц, которые обладают зарядами разных знаков и различающимися массами, то мы...можем сохранить это предположение, считая, что причина ненаблюдаемости переходов в состояние с отрицательной энергией состоит в том, что все эти состояния заполнены» [2].

В этих словах чувствуются определенное замешательство и некоторые сомнения. Но почти сразу же после работы Оппенгеймера появилось сообщение Карла Андерсона, работавшего в Калифорнии:

«2 августа 1932 года при фотографировании треков космических лучей в вертикальной камере Вильсона (напряженность магнитного поля равна 15000 гаусс), созданной летом 1930 года профессором Миллиkenом и автором, были обнаружены треки [представленные на фото 10], которые, как нам кажется, можно объяснить лишь существованием частиц, несущих положительный заряд, но имеющих массу такого же порядка величины, какой обычно обладает свободный отрицательный электрон» [3].

Частица, открытая Андерсоном и названная потом *позитроном*, имела массу и спин электрона, а ее заряд и магнитный момент равнялись по величине заряду и моменту электрона, но обладали противоположными знаками. Когда позитрон сталкивался с электроном, они аннигилировали с излучением фотонов. Далее, при достаточно большой энергии фотонов может появиться пара позитрон — электрон. Фактически предсказание всех этих явлений содержалось в теории Дирака, если отсутствие электрона с отрицательной энергией трактовать как наличие позитрона. Так появилась первая античастица.

Со временем теории удалось придать более симметричную форму. Теперь считают, что вакуум — это состояние с наинизшей (нулевой) энергией, в котором нет ни частиц, ни античастиц, а заряд вакуума

равен нулю. Как электрон, заряженный отрицательно, так и его античастица — позитрон, заряженный положительно, обладают положительными энергиями, которые удовлетворяют релятивистскому соотношению между энергией и импульсом. Частицы и античастицы абсолютно симметричны.

Когда в небольшом объеме концентрируется достаточное количество энергии, могут образоваться электрон-позитронные пары. (Эти частицы образуются парами, так как электроны, покидающие уровни с отрицательной энергией, оставляют на своих прежних местах дырки.) При наличии сильного магнитного поля положительные частицы закручиваются в одну сторону, а отрицательные — в другую. Такие характерные следы обнаруживаются время от времени на фотографиях треков энергичных частиц, сталкивающихся в магнитном поле (фото 11).

Позитрон можно считать случайным странником в обычном веществе, и он живет в нем незначительное время, после чего аннигилирует с электроном, оставляя на своем месте лишь фотоны.

Наличие у всех частиц со спином $1/2$ (вернее, у всех частиц с полуцелым спином $1/2, 3/2, \dots$) античастиц, которые отличаются от частиц и могут с ними аннигилировать, является следствием релятивистской квантовой теории. Такими частицами являются также протоны и нейтроны (их спин равен $1/2$); недавно были обнаружены их античастицы¹⁾. В зависимости от точки зрения открытие этих античастиц можно рассматривать либо как триумф теории, либо как тривиальное ее подтверждение. В течение многих лет теоретики жили верой в то, что античастицы протона и нейтрона действительно существуют. Эта вера, можно сказать, была своего рода паролем для вступления в их общество. Однако мы уже знаем, что те результаты, которых больше всего ожидают, должны быть получены прямым способом. Если бы не удалось обнаружить античастицу протона или нейтрона, или любой другой существующей частицы со спином $1/2$, то пришлось бы провести радикальнейший пересмотр основ теоретической физики.

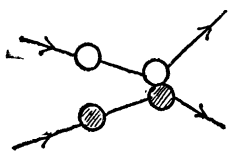
48

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОНОВ И ФОТОНОВ

Можно сказать, что со времен, когда Аристотель разделил все движения на естественные и вынужденные (насильственные), физики занимались изучением двух основных проблем: какие движения являются естественными и какова природа возмущений, нарушающих эти движения? В физике Галилея и Ньютона естественным движением счита-

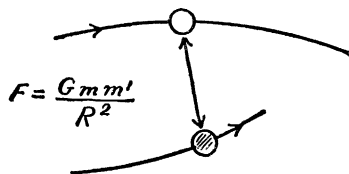
¹⁾ Позже мы дадим более подробное описание установок и методов, при помощи которых были обнаружены эти античастицы.

лось движение по инерции, а элементарными объектами — классические корпускулы (частицы). В квантовой физике движение по инерции осталось в качестве естественного движения, однако понятие корпускулы было переопределено.



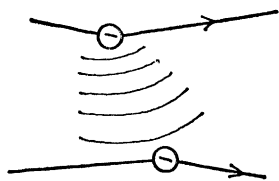
Фиг. 230.

У Декарта взаимодействие двух частиц происходило лишь тогда, когда частицы соприкасались (осязаемая механическая передача движения), во всех же остальных случаях частицы продолжали двигаться по инерции (вдоль прямых линий, фиг. 230). У Ньютона каждое тело, обладающее массой, воздействовало на любое другое тело, даже если эти тела находились в разных точках пространства (фиг. 231), причем характер изменения движения описывался вторым законом Ньютона. Сила взаимодействия между



Фиг. 231.

двумя телами изменялась с изменением расстояния между ними. Происходило ли это изменение мгновенно? Если бы это было так, то изменение распространялось бы через все пространство «мгновенно», что противоречило бы существованию максимально возможной скорости — скорости света. У Максвелла сила, действующая между двумя заряженными телами, определяется электрическим и магнитным полями. (Сами тела являются классическими частицами, подчиняющимися второму закону Ньютона.) Любое изменение силы (вызванное, например, изменением расстояния между частицами) распространяется со скоростью света (фиг. 232). Поля



Фиг. 232.

имеют волновую природу, они бесконечно делимы и могут передавать энергию и импульс любыми, как угодно малыми порциями. В квантовой теории корпускулы становятся квантовыми частицами (обладающими волновыми свойствами), а силовые поля приобретают свойства частиц (фиг. 233). Так, изменение силы распространяется со скоростью света (как поле), но подобно частице переносит энергию и импульс. Квантовая частица, несущая силу, практически ничем не отличается от квантовых частиц, на которые она воздействует. Сами фотоны (кванты электромагнитного поля) могут изменять свое движение при взаимодействии с электронами (фиг. 234; смысл диаграммы справа объясняется ниже). В релятивистской квантовой теории, где фигурируют «частицы» (скажем, электроны) и «поля» (скажем, электромагнитные), полностью отбрасывается представление о силах, действующих

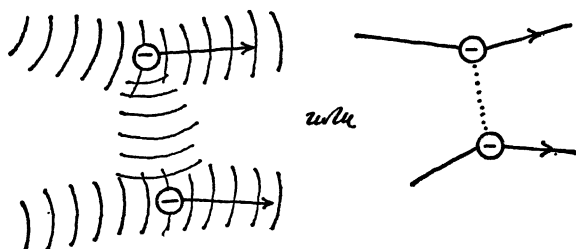
У Декарта взаимодействие двух частиц происходило лишь тогда, когда частицы соприкасались (осязаемая механическая передача движения), во всех же остальных слу-

двумя телами изменялась с изменением расстояния между ними. Происходило ли это изменение мгновенно? Если бы это было так, то изменение распространялось бы через все пространство «мгновенно», что противоречило бы существованию максимально возможной скорости — скорости света. У Максвелла сила,

имеют волновую природу, они бесконечно делимы и могут передавать энергию и импульс любыми, как угодно малыми порциями.

В квантовой теории корпускулы становятся квантовыми частицами (обладающими волновыми свойствами), а силовые поля приобретают свойства частиц (фиг. 233). Так, изменение силы распространяется

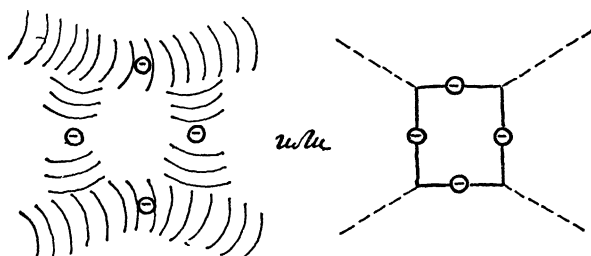
на расстоянии. Любая сила между частицами возникает благодаря обмену между ними квантами, как, например, в случае, изображенном на фиг. 234. Масса фотона равна нулю, поэтому он распространяется со скоростью света. Другие частицы, обладающие массой (например, электроны или другие частицы, которые мы вскоре введем), дви-



Фиг. 233.

жутся с меньшими скоростями, поэтому никакая сила и никакой сигнал не могут распространяться, согласно квантовой теории поля, быстрее света.

В так называемых *локальных полевых теориях* считается, что фундаментальные взаимодействия происходят в пространственно-временных точках. Фотон излучается в одной точке пространства-времени и



Фиг. 234.

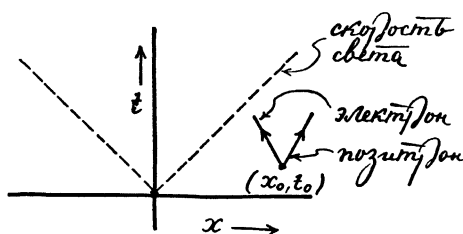
поглощается в другой. Взаимодействие возникает при соприкосновении двух квантовых частиц в определенной точке пространства-времени. Тем самым в квантовой теории поля неожиданно возродилась идея, принадлежавшая таким атомистам, как Декарт, которые полагали, что взаимодействие между элементарными объектами нашего мира может происходить лишь в результате соприкосновения (столкновения) одних частиц с другими.

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫЕ ДИАГРАММЫ

Говорят, Лагранж страшно гордился тем, что его «Аналитическая механика», помимо прочих достоинств, обладала еще тем достоинством, что в ней не было ни одного чертежа. Использование рисунков вместо

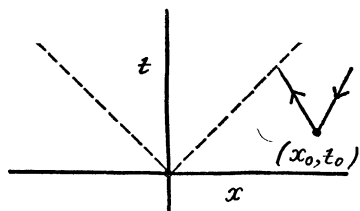
тысяч слов облегчило (если не сделало вообще возможной) жизнь современному поколению физиков и внесло существенные упрощения в расчеты бухгалтерского типа, необходимые для исследования взаимодействий между релятивистскими квантами.

Такое событие, как, например, рождение электрон-позитронной пары, можно представить на диаграмме, где этот процесс происходит



Фиг. 235. Диаграмма, показывающая рождение электрон-позитронной пары в пространственно-временной точке (x_0, t_0) . Мы условились считать скорость света на этих диаграммах равной 1 и измерять скорости в единицах c . Поскольку ни одна частица не может двигаться быстрее света, все линии, отвечающие частицам, образуют с осью абсцисс углы больше 45° .

в определенной пространственно-временной точке. Так как три направления в пространстве обладают одинаковыми свойствами, вместо них можно условно говорить об одном направлении, которое принято обозначать буквой x ; ось времени — обычно ось ординат — принято обозначать буквой t . Тогда такое событие, как рождение электрон-позитронной пары, изобразится диаграммой, представленной на фиг. 235. На этой диаграмме отдельно указаны электрон и позитрон, так как они являются различными частицами. Однако, поскольку

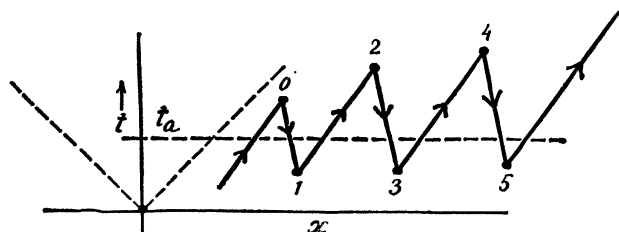


Фиг. 236. Диаграмма, описывающая рождение электрон-позитронной пары в точке (x_0, t_0) .

считается, что позитрон — это просто отсутствие электрона на уровне с отрицательной энергией, то при желании можно рассматривать позитрон (что и делал Фейнман) как электрон с отрицательной энергией, движущийся вспять во времени. Выражение «электрон с отрицательной энергией, движущийся вспять во времени» звучит довольно дико, однако формально смысл этого выражения весьма прост. Под ним подразумевается, что если в уравнении, описывающем движение электрона с отрицательной энергией, заменить t на $-t$, в результате чего время будет идти не вперед, а назад, то позитрон, движущийся вперед во времени, будет обладать свойствами электрона с отрицательной энергией, но движущегося во времени в обратном направлении. Это довольно причудливое свойство уравнения движения позволяет переписать показанную на фиг. 235 диаграмму таким образом, что электрон и позитрон не будут отличаться между собой ничем, кроме направлений стрелок (фиг. 236).

Теперь не нужно отмечать электрон и позитрон отдельными подписями, так как мы договорились, что частица, движущаяся вспять во времени, является позитроном, или античастицей электрона. В общем случае античастицы всех частиц со спином $1/2$ представляются как исходные частицы с отрицательной энергией, движущиеся во времени в обратном направлении.

Если теперь проследить за электронной линией, не обращая внимания, куда движется электрон — вперед или вспять во времени, то мы сразу же убедимся в полезности нового метода рассмотрения. Ибо электронная линия всегда остается одной электронной линией; она никогда не раздваивается. Она может идти вперед во времени, описывая электрон, или назад, описывая позитрон, но одна линия всегда остается одной линией (фиг. 237). Например, в момент t_a имеются

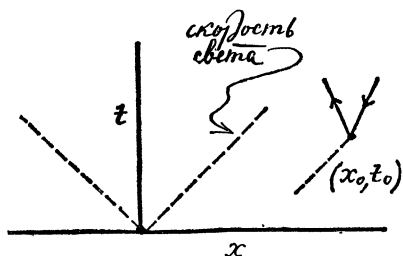


Фиг. 237. Здесь изображены рождение электрон-позитронных пар в точках 1, 3 и 5 и аннигиляция этих пар в точках 0, 2 и 4. Входящий электрон аннигилирует в точке 0 с позитроном, рожденным в точке 1. Электрон, рожденный в точке 1, аннигилирует в точке 2 с позитроном, возникшим в точке 3. Электрон, рожденный в точке 3, аннигилирует в точке 4 с позитроном, возникшим в точке 5, а электрон, рожденный в точке 5, продолжает двигаться дальше.

четыре электрона и три позитрона. Число электронов минус число позитронов равно 1; эта разность не изменяется. В момент t_a ситуация кажется весьма сложной. Если же рассматривать ее, прослеживая ход электронной линии, то она выглядит довольно простой. Электрон движется вспять во времени от точки 0 до точки 1, вперед во времени от 1 до 2, вспять во времени от 2 до 3 и т. д. Однако имеется всего лишь одна линия, поэтому мы видим, как если бы мы обладали зрением всевышнего, который способен обозреть все пространство и время на одном полотне, что весь процесс вызывается единственным электроном, движущимся то вперед, то назад во времени.

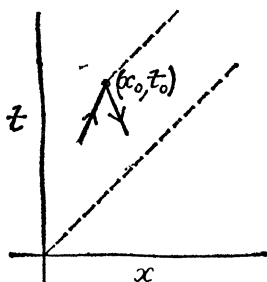
Пространственно-временные диаграммы оказываются особенно полезными при исследовании взаимодействия между электронами и фотонами. В теории тяготения Ньютона сила, действующая, например, между Солнцем и планетой, зависит только от расстояния между этими телами и обладает природой, совершенно отличной от природы тел, на которые она действует. В релятивистской квантовой теории (квантовой теории поля) взаимодействие между двумя телами происходит всегда в результате обмена тел квантами того же или иного поля. Иными словами, кванты влияют на движение квантовых частиц, обме-

нивающих между собой другими квантами. Последние, согласно теории относительности, не могут двигаться со скоростью, превышающей скорость света; это объясняет, почему действие одного тела на другое проявляется не мгновенно, а через конечный промежуток времени. Фундаментальное взаимодействие электрона с электромагнитным полем, которое является для него самым сильным и наиболее существенным из всех взаимодействий, можно изобразить с помощью диаграммы, представленной на фиг. 238.



Фиг. 238. Входящий фотон, изображенный штриховой линией (и движущийся со скоростью света), вызывает рождение электрон-позитронной пары из вакуума. (Позднее мы увидим, что этот процесс не может происходить в действительности, так как в нем не могут одновременно сохраняться энергия и импульс. Тем не менее данная диаграмма описывает фундаментальное взаимодействие между электронами и фотонами.)

На всех предыдущих диаграммах было показано рождение электрон-позитронной пары из ничего или превращение ее в ничто; однако в природе такие процессы не происходят. Если в вакууме рождается электрон-позитронная пара или если она аннигилирует, то, как правило, такие процессы происходят в результате взаимодействия электронов и позитронов с фотонами, так как фотон — квант электромагнитного поля — есть частица, сильнее всего взаимодействующая



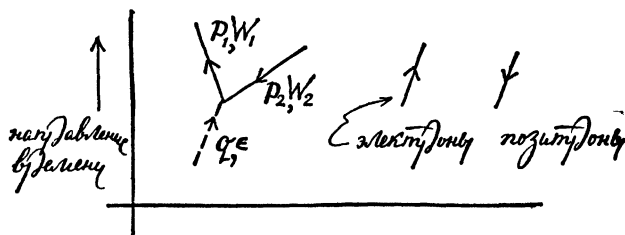
Фиг. 239. Электрон-позитронная пара аннигилирует в пространственно-временной точке (x_0, t_0) с образованием фотона.

с электронами и позитронами. На фиг. 239 изображена диаграмма, описывающая процесс аннигиляции электрона и позитрона.

Часто удобнее характеризовать эти процессы не пространственно-временными координатами, а энергией и импульсом. (Если процесс характеризуется только пространственно-временными координатами, то соответствующие энергия и импульс являются полностью неопределенными; если же он характеризуется энергией и импульсом, то нельзя уже говорить о точном значении его пространственно-временных координат, а можно лишь указывать направление времени, чтобы

различать частицы и античастицы.) На фиг. 240 изображена диаграмма рождения фотонем электрон-позитронной пары, которая характеризуется приведенными на фигуре значениями энергии и импульса.

На этой диаграмме процесс описывается импульсом q и энергией ϵ падающего фотона, импульсом p_1 и энергией W_1 вылетающего электрона и импульсом $-p_2$ и энергией W_2 вылетающего позитрона. Согласно принятой нами бухгалтерской системе расчетов, в вершинах



Фиг. 240.

диаграмм такого типа импульс должен сохраняться, т. е. импульс входящих частиц должен равняться импульсу выходящих из вершины частиц:

$$q + p_2 = p_1. \quad (48.1)$$

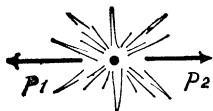
Энергия же может при этом не сохраняться. Она должна сохраняться лишь в том случае, когда процесс происходит реально, т. е. когда мы действительно наблюдаем рождение фотонем в вакууме электрон-позитронной пары. Различие между реальным и виртуальным процессами состоит в том, что виртуальный процесс в отличие от реального является просто вспомогательным орудием наших расчетов. Реальный же процесс действительно происходит в природе и удовлетворяет всем законам сохранения. Используя релятивистские соотношения, связывающие энергию и импульс фотона, электрона и позитрона, можно показать, что в вершине, изображенной на фиг. 240, энергия и импульс не могут одновременно сохраняться; именно поэтому фотон не может, согласно квантовой теории поля, самопроизвольно породить электрон-позитронную пару в вакууме. Чтобы это произошло, вблизи фотона должна находиться заряженная частица, которая поглотила бы избыток энергии или импульса.

Поясним, почему в вершине диаграммы нельзя добиться одновременного сохранения энергии и импульса. В системе центра масс (фиг. 241) вылетающих частиц (мы можем наблюдать движение из любой инерциальной системы отсчета, так как в данном случае принцип относительности выполняется) должно быть

$$p_1 + p_2 = 0,$$

причем энергия частиц больше $2mc^2$; ясно, однако, что не существует фотона, импульс которого равен нулю, а энергия больше $2mc^2$, так как для фотона

$$E = cp. \quad (48.2)$$



Ф и г. 241.

Поэтому одновременно не могут выполняться два закона сохранения:

$$\left. \begin{array}{l} \text{начальная энергия} = \text{конечная энергия,} \\ \text{начальный импульс} = \text{конечный импульс.} \end{array} \right\} \quad (48.3)$$

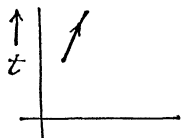
При вычислении амплитуды процесса с помощью теории возмущений полная амплитуда представляется в виде суммы членов (как будет описано ниже), однозначно соответствующих вершинам рассмотренного выше типа. Совершенно не обязательно, чтобы энергия сохранялась в каждой из этих вершин. Тем самым мы различаем подобные виртуальные, или промежуточные, процессы (являющиеся подсобным аппаратом и возникающие только в рамках используемого нами математического метода и выполняющие подсобную роль) и так называемые реальные процессы, в которых энергия сохраняется.

КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКА

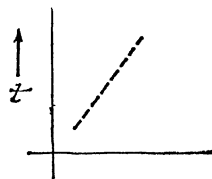
Все релятивистские квантовые частицы (поля) абсолютно равноправны в квантовой теории поля; поля обладают свойствами частиц, а частицы — свойствами волн (полей); взаимодействие между частицами происходит в результате обмена квантами полей. В частности, в квантовой электродинамике — квантовой наследнице теории Максвелла — изучаются взаимодействия между электронами и фотонами. Электроны (фермионы с массой m , спиновым квантовым числом $1/2$ и зарядом $-e$) подчиняются принципу запрета. Фотоны же (бозоны с нулевыми массой покоя и зарядом и со спиновым квантовым числом, равным 1) не подчиняются этому принципу. (Множество фотонов может находиться в одном квантовом состоянии, образуя в классическом пределе электромагнитное поле.)

В отсутствие взаимодействия (если бы, например, заряд электрона равнялся нулю, электрические силы не возникали бы) свойства электрона были бы такими же, как у релятивистского (дираковского) электрона, который характеризуется направлением спина и импульсом. Состояние электрона определяется обычной волной де Бройля, которая удовлетворяет релятивистскому соотношению между энергией и им-

пульсом (фиг. 242); в пределе, когда импульс электрона обращается в нуль, его энергия $E=mc^2$. Фотон (в отсутствие взаимодействия) обладает свойствами как максвелловского поля, так и частицы (фиг. 243),



Фиг. 242.

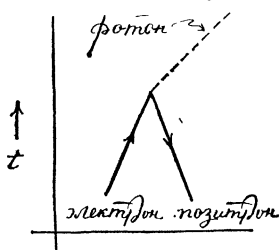


Фиг. 243.

и его энергия связана с частотой по формуле Эйнштейна и Планка

$$E=h\nu. \quad (48.4)$$

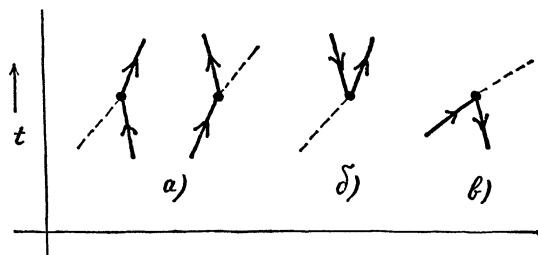
Взаимодействие между максвелловским полем и электронами, обусловленное наличием у них зарядов, характеризуется одним фунда-



Фиг. 244.

ментальным процессом, в котором фотон поглощается или излучается в какой-нибудь точке на электронной (позитронной) диаграммной линии (фиг. 244). В каждую такую точку — вершину — входит (или выходит) фотон, входит электрон (или позитрон) и выходит электрон (или позитрон); при этом допустимо любое направление электронных или позитронных линий

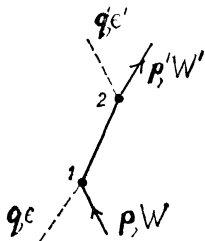
во времени. На фиг. 245 представлены некоторые возможные случаи и их интерпретация¹⁾.



Фиг. 245. Некоторые из возможных интерпретаций фундаментальной вершины в квантовой электродинамике: а) рассеяние электрона с поглощением или излучением фотона; б) рождение электрон-позитронной пары и в) аннигиляция электрон-позитронной пары. Ни один из этих процессов не может происходить в действительности, так как в них не могут одновременно сохраняться энергия и импульс.

¹⁾ На фотонной линии стрелка не рисуется, так как говорить о движении фотона в каком-то направлении времени нет смысла: античастицей фотона является сам фотон.

Используя эти фундаментальные вершины, можно описать любой процесс взаимодействия электронов и фотонов (если такой процесс возможен). Например, рассеяние фотона на электроне описывается диаграммой, изображенной на фиг. 246, которая соответствует взаимодействию и поглощению фотона электроном в точке 1 с последующим взаимодействием электрона и излучением им фотона в точке 2.



Ф и г. 246.

Процесс определяется входящими и выходящими линиями. Так, при рассеянии фотона на электроне фотон и электрон входят в вершину с импульсами и энергиями $(\mathbf{q}, \varepsilon$ и $\mathbf{p}, W)$, а выходят из нее с $(\mathbf{q}', \varepsilon'$ и $\mathbf{p}', W')$; из закона сохранения полных энергии и импульса следует, что

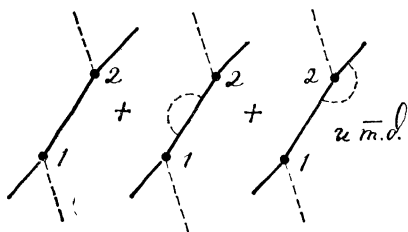
$$\mathbf{q} + \mathbf{p} = \mathbf{q}' + \mathbf{p}', \quad (48.5)$$

$$\varepsilon + W = \varepsilon' + W'. \quad (48.6)$$

Амплитуда вероятности перехода

$$\begin{array}{ccc} \text{начальное состояние} & \longrightarrow & \text{конечное состояние} \\ \left(\begin{array}{l} \text{фотон } \mathbf{q}, \varepsilon \\ \text{электрон } \mathbf{p}, W \end{array} \right) & \longrightarrow & \left(\begin{array}{l} \text{фотон } \mathbf{q}', \varepsilon' \\ \text{электрон } \mathbf{p}', W' \end{array} \right) \end{array}$$

равна сумме вкладов всех диаграмм, которые можно построить с этими входящими и выходящими линиями, как показано на фиг. 247. [Виртуальные фотоны изображаются пунктирными линиями (иногда иск-



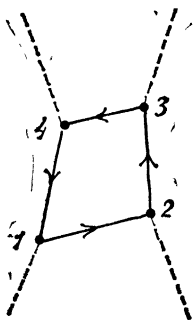
Ф и г. 247. Входящие и выходящие линии определяют процесс. Любые графы, которые можно нарисовать, используя фундаментальные вершины, и которые начинаются и оканчиваются этими линиями, дают вклад в результат. Некоторые из них представлены здесь.

ривленными). Эти линии искривлены для наглядности, так как реальные фотоны (и электроны) распространяются как волны и могут взаимодействовать друг с другом в обширных областях пространства-времени.]

Амплитуда вероятности другого процесса — рассеяния фотона на фотоне (взаимодействие света со светом) — содержит, в частности, вклад и от диаграммы, представленной на фиг. 248.

В некотором смысле данная теория является просто переводом старых теорий на новый язык, который является современным и очень удобным, так как с его помощью можно наглядно толковать корпуску-

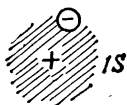
лярно-волновые свойства полей и их взаимодействия. Эта теория есть релятивистское квантовое обобщение теории Лоренца — Максвелла, являющейся ее классическим пределом. Именно эта теория объясняет,



Ф и г. 248.

почему электрон, находящийся на самой низкой боровской орбите, не излучает энергию, и переходит в классическую теорию излучения при рассмотрении явлений в макроскопических масштабах.

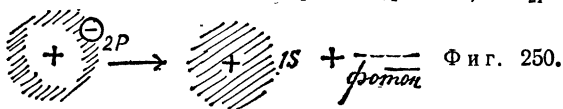
С точки зрения квантовой электродинамики электрон, находящийся на самой близкой от протона боровской орбите, представляет собой систему электрон — протон — фотон в основном состоянии и с наимиз-



Ф и г. 249.

шей энергией (фиг. 249). В этом состоянии система живет вечно. Из возбужденного состояния (скажем, $2P$) система может совершить переход (фиг. 250):

$$\left. \begin{array}{l} 2P \rightarrow 1S + \text{фотон}, \\ \text{энергия (фотона)} = E_{2P} - E_{1S}. \end{array} \right\} \quad (48.7)$$

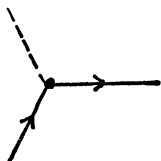


Ф и г. 250.

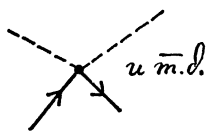
Мир электронов и фотонов удастся упорядочить, если предположить, что все разнообразные возможные процессы могут быть описаны диаграммами, содержащими вершины только одного типа (фиг. 251). Такие вершины могут характеризовать любые взаимодействия, приводящие к нарушению движения по инерции. Можно спросить, почему не ввести, например, вершину, изображенную на фиг. 252, и не считать электрон-фотонное рассеяние в качестве элементарного процесса. Ответ гласит, что сделать это можно, однако, поскольку число возможных процессов бесконечно (общий случай — это рассеяние N фотонов

на M электронах, фиг. 253), предпочтительнее не вводить нового элементарного взаимодействия для каждого из процессов.

Изящество квантовой электродинамики состоит отчасти в том, что вся она построена на основе одного-единственного фундаментального взаимодействия. Именно этого не удастся добиться в ядерных (мезон-

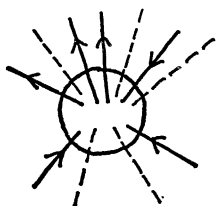


Ф и г. 251.



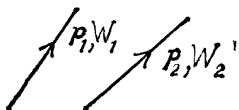
Ф и г. 252.

ных) полевых теориях. В этих теориях пришлось ввести не одну, а десятки фундаментальных вершин, соответствующих обменам различными квантами. Попытка создания ядерного аналога квантовой электродинамики была так мало успешна и натолкнулась на такие трудности, что возникли серьезные сомнения в пригодности полевых теорий для описания внутриядерных явлений.

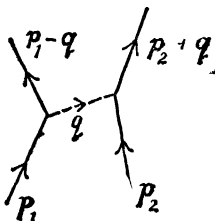


Ф и г. 253.

Рассмотрим в качестве примера, как трактуется кулоновская сила в квантовой электродинамике. Сила, если использовать этот термин, определяется по тому эффекту, который она производит на движение заряженных тел. Исследуем рассеяние двух электронов. В отсутствие взаимодействия они движутся по инерции (фиг. 254). Электрон 1 обладает импульсом p_1 и энергией W_1 , электрон 2 — импульсом p_2 и энергией W_2 . Если учесть, что у электронов имеются заряды и что они



Ф и г. 254.

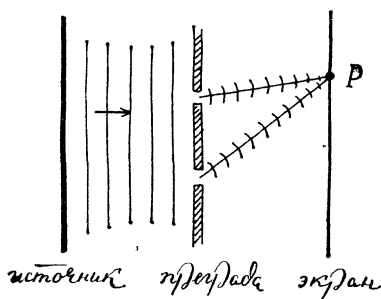


Ф и г. 255.

взаимодействуют через электромагнитное поле, картина становится более интересной. Электрон может излучать и поглощать фотоны, так что может произойти процесс, изображенный на фиг. 255, где представлена диаграмма рассеяния электрона на электроне в результате обмена одним фотоном. В этом процессе входящие электроны (на диаграмме отмечены лишь импульсы частиц) обладают импульсами p_1 и p_2 . Фотон

с импульсом q излучается электроном 1 и поглощается электроном 2. Так как импульс сохраняется в каждой вершине, электрон 1 выходит после рассеяния с импульсом $p_1 - q$, а электрон 2 — с импульсом $p_2 + q$. Таким образом, в каждой вершине сумма импульсов, взятых со знаком плюс для стрелок, направленных к центру, и со знаком минус для стрелок, направленных от центра, равна нулю.

Если рассчитать этот процесс для предельного случая, когда электроны покоятся друг относительно друга и относительно наблюдателя



($p_1 = p_2 = 0$), то окажется, что энергия электронов изменяется на такую величину, на какую она изменилась бы под действием кулоновской силы. Далее, рассеяние двух электронов происходит так же, как это следует из теории Шредингера (при малых относительных скоростях электронов) для случая кулоновского рассеяния.

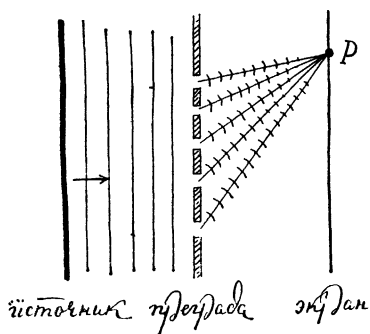
Фиг. 256. Горбы волн помечены здесь черточками, между которыми находятся впадины. Будет ли в точке P горб, впадина или нулевое смещение, будет ли в этой точке яркое или темное пятно, т. е. будет ли амплитуда вероятности обнаружения здесь электрона велика или мала, — все это зависит от того, как две волны, выходящие из этих отверстий, сложатся в точке P . Если в точке P встретятся два горба или две впадины, то в ней будет наблюдаться яркое пятно, означающее большую вероятность нахождения электрона в этой точке. Если же в ней встретятся горб и впадина, то будет наблюдаться темное пятно, которое означает малую вероятность нахождения электрона в этой точке.

Основной проблемой квантовой электродинамики как квантовой теории является вычисление амплитуд вероятности различных процессов. В атомной физике представляла интерес амплитуда вероятности перехода атома из одного состояния в другое с излучением фотона. В случае электрона, проходящего сквозь преграду, нужно было определить амплитуду вероятности попадания электрона в определенную точку экрана.

Квадрат амплитуды вероятности определяет вероятность события, и это все, что может дать квантовая теория. Мы не в состоянии приводить здесь подробные вычисления, однако некоторые идеи и качественные свойства теории можно объяснить довольно простыми средствами.

Как и в любой квантовой теории, основным объектом квантовой электродинамики являются волновая функция системы или амплитуды вероятности перехода системы из одного состояния в другое. Волновые функции удовлетворяют фундаментальному принципу суперпозиции. Этот принцип означает, что амплитуда события, будь то волны на воде, световые волны или электроны, проходящие через преграду с двумя отверстиями, равна сумме амплитуд двух волн (возникающих в каждом из отверстий, фиг. 256). Именно это существенное и фундаментальное свойство волн перенесено без изменений в квантовую теорию.

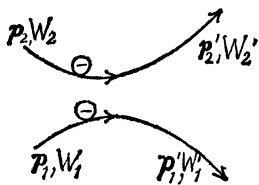
рию поля. Если бы в преграде было два, три, четыре отверстия или в общем случае произвольное число отверстий, то можно было бы сказать (как в случае дифракционной решетки), что амплитуда вероятности для электрона (в случае волн на воде — высота гребня или глубина впадины) попасть в точку P на экране (фиг. 257) равна сумме амплитуд, соответствующих всем возможным путям от преграды до точки P .



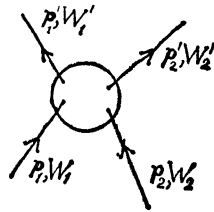
Фиг. 257.

Де Бройль был первым, кто связал с каждой отдельной частицей волну; в настоящее время идея де Бройля обобщается таким образом, что волна ассоциируется не только с каждым электроном или фотоном, но и с состоянием всей системы. Это означает, что если, например, имеется система из 4 элек-

тронов, 3 фотонов и 12 частиц другого вида, то состояние всей этой системы имеет волновые свойства. Волновая функция описывает систему; система, в частности, может состоять из одной частицы, и тогда мы получаем соответствие между волной и единственной частицей. Но, как правило, система состоит из многих частиц, и она как целое в квантовом смысле ведет себя подобно волне. Проиллюстрируем это, снова рассмотрев взаимодействие двух электронов через фотонное поле.



Фиг. 258. Движение двух классических электронов.

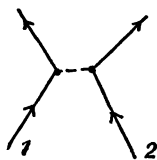


Фиг. 259.

Два электрона, каждый из которых обладает заданными импульсом и энергией, взаимодействуют между собой и рассеиваются. На языке классической физики это означает, что электроны движутся не по прямым линиям, а описывают в силу взаимного расталкивания искривленные траектории (фиг. 258). С точки же зрения квантовой теории вопрос, на который нужно дать ответ, формулируется следующим образом. Чему равна амплитуда вероятности события, состоящего в том, что электроны, обладавшие до рассеяния импульсами и энергиями p_1 , W_1 и p_2 , W_2 , приобретут после рассеяния импульсы и энергии p_1' , W_1' и p_2' , W_2' ?

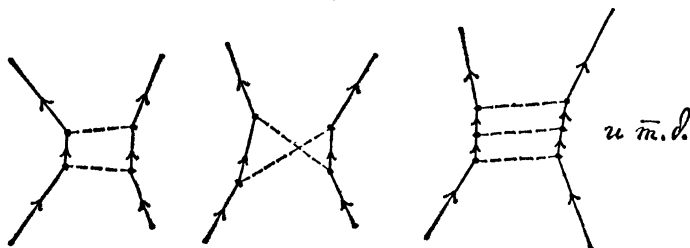
Кружок на фиг. 259 означает все процессы, которые могут произойти с электронами из-за их взаимодействия с фотонным полем.

Тогда амплитуда вероятности всего процесса определяется как сумма амплитуд вероятности отдельных процессов подобно тому, как это имеет место в случае электрона, проходящего через отверстие в преграде. Простейший процесс (фиг. 260), уже рассмотренный нами ранее,



Фиг. 260.

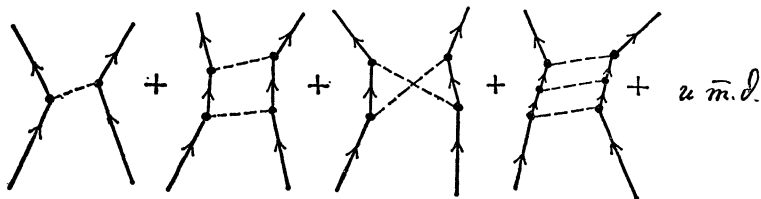
состоит в рассеянии двух электронов из-за обмена между ними одним фотоном, причем именно этот процесс дает в пределе, когда электроны покоятся друг относительно друга, кулоновскую силу. Однако, помимо этого процесса, возможны и другие процессы, изображенные на фиг. 261, так что полная амплитуда выражается как сумма вкладов от всех этих процессов (фиг. 262). Таким образом, чтобы вычислить амплитуду вероятности какого-нибудь определенного события, скажем рассеяния двух электронов друг на друге, необходимо нарисовать все возможные графы (диаграммы), отражающие обмен любым



Фиг. 261.

числом фотонов, рассчитать амплитуду для каждого графа, а затем сложить все полученные амплитуды; результат и будет амплитудой процесса.

Правила построения всех возможных диаграмм не очень сложны; в суммарную амплитуду вносит свой вклад каждый из топологически



Фиг. 262.

различных графов, в которых две электронные линии входят и две выходят и в которых поглощение и испускание фотонов представляется в виде фундаментальной вершины, изображенной еще раз, теперь уже на фиг. 263. Каждому графу отвечает определенная функция импульсов входящих и выходящих электронов. Правила написания этих

функций (собственно, они и составляют содержание квантовой электродинамики) изложены в различных «поваренных книгах» по теоретической физике. (Следует отметить, что изготовить блюдо по рецепту может любой образованный повар, не обязательно гениальный.) Таким образом, каждой диаграмме соответствует определенная функция начальных и конечных импульсов:

$$\text{граф} \leftrightarrow f(p_1, p_2, p'_1, p'_2).$$

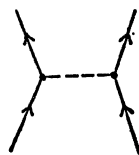
Сумма амплитуд всех графов определяет вероятность процесса

$$(p_1, p_2 \rightarrow p'_1, p'_2).$$

Такая процедура расчетов в квантовой электродинамике особенно успешна в связи с тем, что каждой вершине диаграммы соответствует



Ф и г. 263.

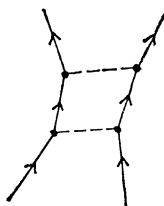


Ф и г. 264.

число (константа связи), определяющее силу электромагнитного взаимодействия:

$$\sqrt{\frac{e^2}{\hbar c}} \approx \sqrt{\frac{1}{137}}. \quad (48.8)$$

Поэтому мы всегда можем, не проводя подробных расчетов, оценить вклад одного процесса относительно вкладов других. Например, диа-



Ф и г. 265.

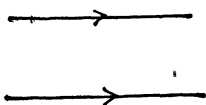
грамма процесса, изображенная на фиг. 264, содержит две вершины. Стало быть, постоянная связи появляется здесь дважды и вклад от этого графа умножается на

$$\frac{e^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{137}. \quad (48.9)$$

Граф же, изображенный на фиг. 265, который тоже дает вклад в процесс рассеяния двух электронов, содержит четыре вершины, поэтому его вклад умножается на

$$\left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)^2 \approx \left(\frac{1}{137}\right)^2. \quad (48.10)$$

Таким образом, не проводя расчетов, мы можем сразу же заключить, что вклад второго графа в суммарную амплитуду составляет приблизительно 1% от вклада первого графа. Это позволяет нам оценить суммарную амплитуду процесса, содержащего два входящих и два выходящих электрона, по диаграмме первого порядка, так как такая диаграмма включает минимальное число вершин. (Граф, не содержащий ни одного обмена фотонами, является, конечно, графом более низкого порядка, однако при таком процессе электроны не рассеиваются, а продолжают двигаться по инерции.) Рассчитав вклад графа наинизшего порядка, мы можем быть уверены, что он отличается от правильного результата не больше, чем на 1%, так как введение дополнительных обменов фотонами приводит к умножению вкладов соответствующих графов как минимум на $e^2/\hbar c \approx 1/137$. Малость этой величины (постоянной тонкой структуры) оправдывает метод разложения полной амплитуды на сумму членов, соответствующих различным процессам



Фиг. 266.

обмена фотонами, и позволяет получать чрезвычайно точные результаты при учете лишь вкладов членов наинизшего порядка.

Такой метод разложения называется *теорией возмущений*; он получил свое название по аналогии с методом расчета орбит планет. (Для вычисления фактических орбит планет с помощью теории возмущений рассчитывают сначала орбиты, соответствующие действию лишь поля тяготения Солнца, пренебрегая силами взаимодействия планет друг с другом. Далее, получив так называемые невозмущенные орбиты, определяют силы, с которыми планеты действовали бы друг на друга, если бы они двигались по невозмущенным орбитам. Эти силы слегка искажают орбиты планет, которые могут быть снова подправлены, если вычислить силы, действующие между планетами, движущимися по искаженным орбитам.) Подобным же образом в квантовой теории поля при исследовании рассеяния двух электронов расчеты по теории возмущений начинают с вычисления амплитуды, отвечающей двум невозмущенным электронам (фиг. 266). Далее вносятся поправки, обусловленные обменом одним фотоном, затем двумя фотонами и т. д.

Одна из проблем квантовой теории поля ядерных сил (к которой мы обратимся позже) состоит в том, что константы связи ядерных взаимодействий относительно велики ¹⁾. Они не равны $1/137$, а являются

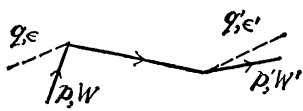
¹⁾ Возможность использования постоянной связи для оценки величины вклада каждого графа обусловлена выбранным методом расчета. Мы начинаем с движения, происходящего в отсутствие взаимодействия, а затем шаг за шагом вычисляем влияние этого взаимодействия на движение. Степень взаимодействия (которая, например, оценивалась в гл. 36 при расчете рассеяния α -частицы, проходящей через слой золота, с помощью безразмерной величины $F_{\text{макс}} \Delta t / \text{начальный импульс} = \Delta p/p$) может быть оценена при помощи безразмерной величины, которая характеризует каждую вершину графа. Для квантовой электродинамики эта величина равна

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

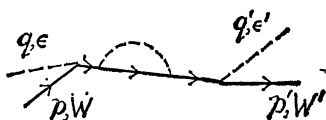
числами порядка 1. В результате вклад процессов более высокого порядка (обмен двумя ядерными частицами и т. д.) оказывается того же порядка, что и вклад процессов наинизшего порядка, и расчеты, основанные на сохранении лишь членов разложения наинизшего порядка, теряют всякий смысл. Точные же расчеты настолько сложны, что технически просто невозможно решить уравнения, определяющие движение этих частиц, не используя какие-нибудь разумные разложения. Таким образом, помимо других проблем, связанных с ядерными силами, существует еще и та, что не только неизвестна до конца природа этих сил, но ставится под сомнение даже сама возможность введения понятия силы в масштабах ядер. Известно, однако, что, какова бы ни была природа этих сил, они настолько велики, что метод расчета, успешно применяемый при вычислении орбит планет и в квантовой электродинамике, оказывается здесь непригодным.

РАДИАЦИОННЫЕ ПОПРАВКИ И МЕТОД ПЕРЕНОРМИРОВОК

В самом начале развития квантовой теории поля (1930—1935 гг.) были рассчитаны такие процессы, как рассеяние электрона на электро-не с обменом одним фотоном (кулоновское рассеяние) и рассеяние фотона на электро-не (эффект Комптона). Эти расчеты показали, что если наряду с веществом включить в рассмотрение антивещество, т. е. принять во внимание состояния, которые отвечают отсутствующим электронам с отрицательной энергией (позитронам), то получаются однозначные результаты, хорошо согласующиеся с данными экспериментов. Однако, когда были предприняты попытки рассчитать процессы более высоких порядков (поправки к эффектам наинизшего порядка,



Фиг. 267.



Фиг. 268.

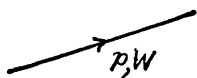
соответствующие обменам дополнительными фотонами), очень скоро выяснилось, что получаются бесконечные по величине и, стало быть, бессмысленные результаты.

На фиг. 267 представлена диаграмма Фейнмана для рассеяния электрона на фотоне [амплитуда вероятности события, состоящего в том, что фотон (q, ϵ) и электрон (p, W) будут после рассеяния обладать импульсами и энергиями (q', ϵ') и (p', W')]. Этот граф дает конечный результат, прекрасно согласующийся с данными наблюдений. Вклад же графа более высокого порядка (фиг. 268), даже с учетом множителя $1/137$, оказывается бесконечно большим.

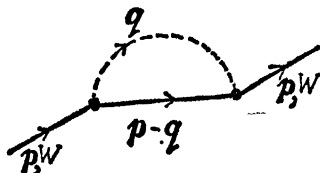
Эту проблему можно понять, рассмотрев наиболее простой процесс взаимодействия электрона с самим собой. На фиг. 269 изображена

диаграмма Фейнмана для процесса, когда начальные и конечные импульсы и энергия электрона равны (p, W).

В отсутствие взаимодействия электрона с электромагнитным полем он обозначается непрерывной прямой линией. Если же электрон взаимодействует с полем, то он излучает и поглощает фотон, как показано на фиг. 270. Здесь изображена другая фейнмановская диаграмма, соответствующая входу и выходу электрона с импульсом и энергией (p, W). В промежутке между входом и выходом электрон излучает и поглощает фотон.



Фиг. 269.



Фиг. 270.

Если необходимо определить амплитуду вероятности события, состоящего в том, что электрон с заданными энергией и импульсом остается электроном с теми же энергией и импульсом, то эту амплитуду можно представить в виде суммы всех процессов такого рода; подобных процессов бесчисленное множество. На фиг. 271 изображены различные диаграммы Фейнмана для электрона, у которого начальные и конечные значения импульса и энергии одинаковы и равны (p, W).



Фиг. 271.

Можно думать, что движение электрона, который не испытывает действия внешних сил, должно обладать некоторыми свойствами инерциального движения, и это действительно так даже в квантовой теории поля. Однако при своем движении по инерции электрон может излучить и поглотить один, два или любое другое число фотонов. Такая возможность сама по себе не порождает никаких дополнительных проблем (так как вероятность события, состоящего в том, что электрон после излучения и поглощения фотонов станет обладать другими энергией и импульсом, равна нулю), если бы вклады от каждого из этих процессов не обращались в бесконечность. Бесконечно большие результаты получаются и при расчетах многих других процессов (некоторые из них будут упомянуты позже).

Бесконечно большие и потому лишенные смысла значения, полученные в результате расчетов, вызвали полное замешательство среди

физиков того времени. С одной стороны, расчеты процессов наинизшего порядка, скажем обмена одним фотоном между двумя электронами, приводили к конечным результатам, которые прекрасно согласовывались с данными наблюдений. С другой же стороны, расчеты процессов более высокого порядка, которые в принципе должны были давать меньшие вклады в полную амплитуду вероятности, приводили к расходящимся результатам. (Последние равны бесконечно большим величинам, умноженным на $1/_{137}$ в какой-то степени.) Физики тех лет, как правило, принимали во внимание только результаты расчетов для процессов наинизшего порядка, которые совпадали с данными измерений, и отбрасывали то, что относилось к процессам более высокого порядка, так как было непонятно, что с ними делать. Этот прием — оставлять только то, что имеет конечную величину и какой-то смысл, и отбрасывать бесконечно большие величины — был доведен до такой степени «совершенства», что один из физиков (Роберт Сербер) иронически заметил: если число обращается в бесконечность, это не означает, что им можно пренебречь. Квантовая теория поля находилась в таком плачевном состоянии вплоть до окончания второй мировой войны, когда Фейнману, Швингеру, Томонаге и Дайсону удалось, используя идеи, предложенные Крамерсом и развитые Бете, успешно отделить конечные от бесконечных величин, появляющихся в теории.

Рассмотрим, например, собственную энергию ¹⁾ электрона, т. е. ту дополнительную энергию, которая обусловлена его взаимодействием с фотонами. Это взаимодействие описывается приведенными ранее диаграммами для случая движения электрона в пустом пространстве. При расчетах получаются бесконечно большие значения энергии. Но этому не следует придавать излишне большого значения, поскольку при помощи формальных технических приемов окончательные результаты делаются конечными. Однако взаимодействие электрона с фотонным полем приводит к появлению дополнительной энергии электрона, а поскольку энергия эквивалентна массе, это означает появление дополнительной массы у электрона. Поэтому если вначале полагают, что масса электрона равна m_0 , то после учета описанных выше процессов эта масса m_0 увеличивается на некоторую величину δm . Тогда полная масса электрона

$$m = m_0 + \delta m. \quad (48.11)$$

В эксперименте же наблюдают именно «полную» массу $m_0 + \delta m$. Начальная же масса m_0 является ненаблюдаемой величиной: нельзя наблюдать движение электрона по инерции в отсутствие электромагнитного поля, так как электрон заряжен и всегда взаимодействует

¹⁾ Эта энергия называется «собственной», так как она связана с взаимодействием электрона через промежуточные (виртуальные) фотоны с самим собой, а не с другими электронами. Эта дополнительная энергия приписывается неподвижному электрону, находящемуся в пустом пространстве и взаимодействующему с электромагнитным полем.

с собственным электромагнитным полем. Суть теории перенормировок состоит в утверждении, что бесконечной, а следовательно, лишенной смысла является величина δm , которая сама по себе не наблюдается. Наблюдается лишь сумма $\delta m + m_0$, которая и является измеряемой массой электрона. На основании этого полагают, что m_0 (ненаблюдаемая «голая» масса) тоже равна бесконечно большой величине, причем такой, что

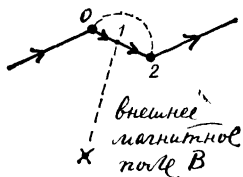
$$\text{голая масса} = \text{наблюдаемая масса } (\approx 10^{-27} \text{ г}) - \delta m \text{ (вычисленная добавка к массе)}. \quad (48.12)$$

Аналогичным образом полагают, что другие процессы, приводящие к бесконечным результатам, исправляют исходный заряд электрона таким образом, что наблюдаемый заряд

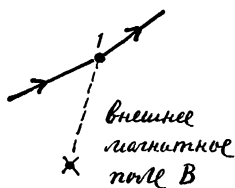
$$e (\approx 4,8 \cdot 10^{-10} \text{ эл.-ст. ед.}) = \sqrt{Z} \text{ (вычисленная величина)} \times e_0 \text{ (голый заряд)}. \quad (48.13)$$

И снова наблюдаемой величиной считается лишь полный заряд e .

Вся идея перенормировок содержится в следующей теореме: все расходящиеся части различных графов связаны с изменением заряда и массы электрона. Если при расчетах любого сколь угодно сложного процесса заменить $m_0 + \delta m$ на m и $\sqrt{Z} e_0$ на e , то результаты окажутся конечными. Так стали возможными расчеты вкладов от любых процессов произвольного порядка (любых диаграмм) с помощью четко сформулированного метода: достаточно только исправить заряд и массу электрона так, чтобы эти величины стали равны наблюдаемым значениям.



Фиг. 272.



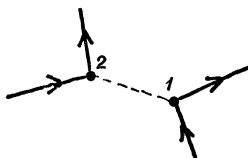
Фиг. 273.

Используя этот замечательный метод, удалось определить чрезвычайно малые радиационные поправки к таким, например, величинам, как магнитный момент электрона. В случае магнитного момента электрона основной вклад в эффект дает диаграмма, изображенная на фиг. 272. Она описывает процесс, состоящий в том, что электрон излучает в точке 0 фотон, взаимодействует с внешним полем в точке 1, а затем в точке 2 поглощает испущенный ранее фотон. Процесс наинизшего порядка, когда не учитываются радиационные поправки, представлен на фиг. 273, где электрон взаимодействует лишь с внешним магнитным полем в точке 1. Чтобы вычислить теперь вклад первого графа (фиг. 272), вносящего свою лепту в полную амплитуду электрона, взаимодействующего с электромагнитным полем, следует правильно

учесть¹⁾ собственную энергию электрона, которая определяется диаграммой, изображенной на фиг. 274. Если это сделать, то после сложнейших вычислений можно получить (впервые эти вычисления провел Швингер; они являются, по-видимому, самыми длинными и сложными расчетами, которые когда-либо проводил человек) исправленную величину магнитного момента электрона, которая известна



Ф и г. 274.



Ф и г. 275.

под названием *аномального магнитного момента*. Современное теоретическое значение аномального момента (отнесенное к значению обычного момента $\mu_0 = eh/4\pi mc$) равно

$$\frac{\mu_e}{\mu_0} = 1,0011596, \quad (48.14)$$

в то время как измеренное значение

$$\frac{\mu_e}{\mu_0} = 1,001165 \pm 0,000011. \quad (48.15)$$

Таким образом, вычисленное и экспериментальные значения согласуются с точностью до одной миллионной.

Аналогичным способом можно определить поправки и к самому закону Кулона. В квантовой теории поля этот закон вытекает из рассмотрения процесса, изображенного на фиг. 275 и состоящего в том, что две заряженные частицы обмениваются одним фотоном. Однако в такой процесс вносит вклад и диаграмма, изображенная на фиг. 276. Излученный фотон, прежде чем он достигает точки 2, рождает электрон-позитронную пару в точке 3, аннигилирующую с образованием фотона в точке 4, который затем поглощается второй частицей. Возможность образования электрон-позитронных пар приводит к своего рода поляризации вакуума (подобно тому, как в присутствии внешних зарядов положительные и отрицательные заряды диэлектрика расходятся

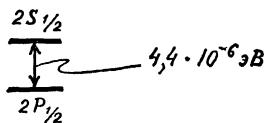


Ф и г. 276.

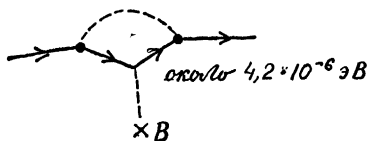
¹⁾ Дело в том, что часть вклада этого графа есть вклад в δm , искаженный действием внешнего магнитного поля. Так как мы полагаем, что $\delta m + m_0 = m$ есть конечная величина, то та часть вклада, которая соответствует приращению δm , должна быть вычтена.

в разные стороны, в результате чего диэлектрик поляризуется), которая искажает поля, вызвавшие поляризацию¹⁾. Так были получены поправки к закону Кулона, которые были подтверждены измерениями чрезвычайно слабого расщепления уровней атома водорода.

Согласно релятивистской теории Дирака, уровни $2S_{1/2}$ и $2P_{1/2}$ у водородного атома должны обладать одинаковыми энергиями. Однако вскоре после окончания второй мировой войны У. Лэмб, используя

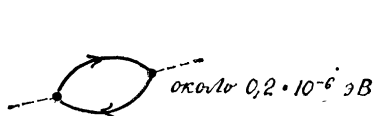


Фиг. 277.

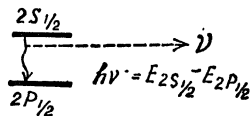


Фиг. 278.

оборудование, появившееся в связи с развитием радиолокационной техники, обнаружил, что энергии этих уровней различаются на $4,4 \cdot 10^{-6}$ эВ (фиг. 277). Это расщепление уровней, получившее название *лэмбовского сдвига*, пытались объяснить радиационными поправками, и именно это послужило толчком для разработки новых методов вычислений и теории перенормировок в квантовой электродинамике.



Фиг. 279.



Фиг. 280.

Основной вклад в лэмбовский сдвиг дают поправки к величине магнитного момента электрона (фиг. 278) и поляризация вакуума (фиг. 279). Удобно сравнивать теоретическое и экспериментальное значения частоты излучения (частота в 10^9 Гц отвечает энергии $4 \cdot 10^{-6}$ эВ), соответствующей переходу между уровнями $2S_{1/2}$ и $2P_{1/2}$ (фиг. 280).

Сравнение теории и эксперимента дает [1]:

$$\frac{E_{2S_{1/2}} - E_{2P_{1/2}}}{h} = \nu.$$

Теория: $(1,057643 \pm 0,00021) \cdot 10^9$ Гц.

Эксперимент [2]: $(1,05777 \pm 0,00010) \cdot 10^9$ Гц.

¹⁾ Таким образом, вакуум является не инертной пустотой, а чрезвычайно сложным состоянием, которое реагирует на присутствие зарядов и масс, изменяя их поведение. Вакуум, например, поляризуется в присутствии отрицательного заряда, экранируя его положительными зарядами, оттянутыми от других, удаленных отрицательных зарядов.

Вероятно, существуют фундаментальные проблемы, связанные с согласованностью квантовой электродинамики (теории взаимодействия квантовых электронов с фотонами максвелловского поля). Однако сейчас можно сказать, что эта теория в том виде, как она была развита (включая и методы вычислений), дала результаты, совпадающие с измерениями поразительно точно. В настоящее время вряд ли кто-нибудь усомнится в том, что различные ее соотношения, использованные, например, при вычислении магнитного момента электрона, сколько-нибудь серьезно изменятся в будущем, даже если теория будет пересмотрена. В этом смысле квантовая электродинамика является самой современной физической теорией, которая, как мы полагаем, внутренне вполне согласована.

ПЕРВОМАТЕРИЯ

ЧТО ТАКОЕ ЭЛЕМЕНТАРНАЯ ЧАСТИЦА

Поиски вечной, неизменной, изначальной материи — первоматерии, из комбинаций элементов которой состоят все тела, начались, как и поиски золотого руна, в героическом прошлом человечества. Это оказалось более сложным делом, чем выполнить просьбу Язона, так что поиски продолжают и по настоящее время. Самым древним из известных героев на этом поприще является Фалес Милетский, вероятно поэтому получивший прозвище Отца Философии. Он рассуждал о единстве и множественности; говорят, он полагал, что все состоит из одной субстанции — воды. Его современник Анаксимен, который также был родом из Милета, считал, что такой субстанцией является не вода, а воздух. Гераклит же отдавал предпочтение огню. Парменид из Элеи отрицал воду, воздух и огонь, более того, он отрицал даже возможность изменений. Он постулировал, что основу Вселенной составляет бытие (которое он представлял как конкретную субстанцию), и предполагал, что все сущее образует бытие, которое не может изменяться. Учение о неизменном и вечном бытии породило среди ученых кризис, так как было не ясно, как представлять себе движение, если ничто не может изменяться; в результате этого кризиса ученые следующего поколения разбились на два лагеря. (Возможно, Зенон выдвинул свои парадоксы, чтобы продемонстрировать обманчивую природу движения.)

Примерно через 80 лет Демокрит, пытаясь примирить идеи Парменида с тем очевидным фактом, что изменения действительно происходят, разбил все бытие на отдельные элементы, или атомы, каждый из которых является неделимым и неизменным. Он утверждал, что помимо бытия существует ничто и что это ничто разделяет атомы. (Бытие есть то, что заполнено атомами, а ничто — это пустота.) Пустота представляла собой пространство, в котором движутся атомы. Атомы Демокрита находились в вечном движении: они не могли сливаться друг с другом, как не могли создаваться и разрушаться, но могли только изменять свое положение. По мнению Демокрита, такие свойства атомов объясняли все изменения, какие мы наблюдаем. Таким образом, он предполагал (возможно, впервые), что все наблюдаемое нами является следствием перегруппировок атомов.

Именно из конфигураций и комбинаций ограниченного числа таких атомов был построен мир Эпикура, Лукреция и Гассенди. Ньютону эти фундаментальные атомы представлялись как твердые, массивные и неделимые частицы:

«При размышлении о всех этих вещах мне кажется вероятным, что Бог вначале дал материи форму твердых массивных, не-

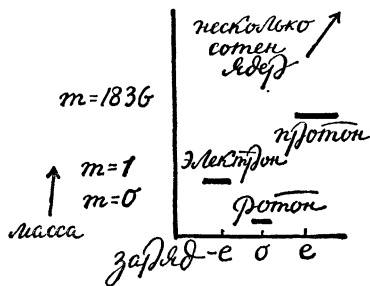
проницаемых, подвижных частиц... Эти первоначальные частицы, являясь твердыми, несравнимо тверже, чем всякое пористое тело, составленное из них, настолько тверже, что они никогда не изнашиваются и не разбиваются в куски. Никакая обычная сила не способна разделить то, что создал сам Бог при первом творении... Если бы они изнашивались или разбивались на куски, то природа вещей, зависящая от них, изменялась бы. Вода и земля, составленные из старых изношенных частиц и их обломков, не имели бы той же природы и строения теперь, как вода и земля, составленные из целых частиц вначале» [1].

Считалось, что комбинации этих атомов каким-то (не очень точно определенным или выясненным) образом составляют всю наблюдаемую нами материю. Химики девятнадцатого столетия внесли изменение в понятие атома. Они называли атомами те элементы, составные части материи, число которых в настоящее время стало равно 105. Свойства этих атомов в достаточной мере фундаментальны с точки зрения классификации веществ, но, как признается всеми в настоящее время, атомы на самом деле — сложные системы, состоящие из более элементарных объектов.

Открытие электрона и появление ядерной модели атома в начале двадцатого века составили первый список таких элементарных объек-

тов: электрон, фотон, протон (ядро атома водорода); однако было неясно, к чему отнести несколько сотен других ядер (фиг. 281).

Открытие нейтрона, сделанное Чэдвиком в 1932 г., позволило, по крайней мере в принципе, создать модели всех атомных ядер в виде комбинаций протонов и нейтронов: ядро водорода — один протон, ядро дейтерия — протон и нейтрон, ядро гелия — два протона и два нейтрона и т. д., ядро урана — 92 протона и 146 нейтронов. Было при-



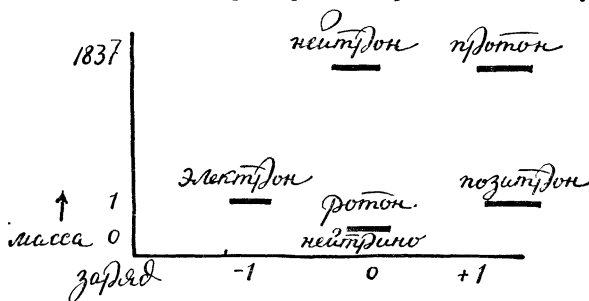
Фиг. 281. Кандидаты в элементарные частицы до 1920 г.

знано, что для образования атома нужно окружить ядро электронами, которые ведут себя в соответствии с теорией Бора или квантовой механикой. Это привело к замечательной унификации всех 92 химических элементов, искусственных элементов и всех изотопов, которые перестали теперь быть элементарными объектами, а превратились в системы, состоящие из довольно простых составных частей — протонов, нейтронов и электронов.

Нейтрон, правда, не является полностью устойчивым объектом: в пустом пространстве он после примерно 15 мин распадается на протон, электрон и новую частицу — нейтрино (масса 0, заряд 0, спин $1/2$), введенную для спасения законов сохранения энергии и импульса.

Таким образом, к 1933 г. список элементарных частиц можно было представить так, как показано на фиг. 282. Теперь таких частиц было шесть, и, хотя нейтрон не был стабильной частицей, из них можно было построить по крайней мере качественную картину наблюдаемого мира.

В каком смысле их можно было считать частицами? Никто не считал, что они обладают свойствами частиц Ньютона или Декарта, так как в атомных масштабах оказалось невозможным проследить за их движением по определенным орбитам, которые были бы аналогичны орбитам планет. Они являются частицами, в частности, в том смысле, что переносят определенные свойства, которые невозможно ни разобщить, ни разделить. Так, например, электрон несет массу m порядка



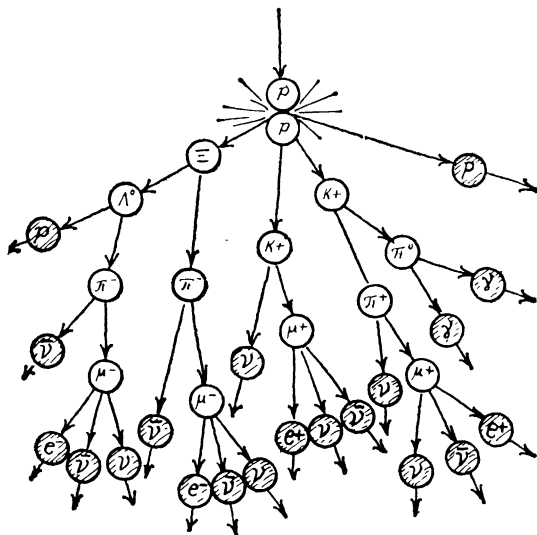
Фиг. 282. Элементарные частицы (1933 г.).

10^{-27} г, заряд, примерно равный 10^{-10} эл.-ст. ед., спин $1/2$ и т. д., и эти величины нельзя отделить друг от друга. Заряд невозможно разобщить с массой; нельзя удалить спин из частицы, а также нельзя разделить ни заряд, ни массу на две части. Далее, этот объект посредством электрических, гравитационных и других сил взаимодействует с остальным миром в соответствии со строго определенными законами. Следовательно, мы можем сказать, что элементарные объекты — это определенные комбинации свойств (заряд, масса, спин и другие свойства, которые будут описаны ниже), соответствующие тем или иным объектам и переносимые всегда вместе.

Возможно, было бы приятнее, если бы мы могли считать такие элементарные объекты вечными, как любили полагать греки. (Как же можно считать объект фундаментальным, если он не живет вечно?) Было бы приятнее сохранить понятие «частиц», которые «не изнашиваются и не разбиваются на куски», однако, как станет очевидным позже, такое определение элементарных объектов крайне неудобно для описания результатов наших наблюдений. Например, атом гелия, состоящий из двух протонов, двух нейтронов и двух электронов, устойчив; сам по себе он может существовать вечно. Тем не менее вряд ли удобно рассматривать атом гелия в качестве элементарного объекта.

С другой стороны, нейтрон, который удобно считать элементарным объектом (хотя не исключено, что это и не так), живет всего лишь

15 мин. Как мы уже говорили, нейтрон сам по себе распадается на протон, электрон и нейтрино. Слово «распадается» является абсолютно новым понятием: начиная с двадцатых годов нашего столетия было установлено, что превращаться друг в друга¹⁾ могут не только атомы или ядра, но и объекты, которые иногда называются элементарными. Некоторые из них подобно нейтрону распадаются самопроизвольно.



Ф и г. 283. При столкновении двух протонов с высокой энергией образуется ливень частиц. Один из сталкивающихся протонов отлетает в сторону (справа вверх). Другой же порождает отрицательную Z -частицу и два положительных K -мезона. Эти частицы, будучи нестабильными, распадаются на другие частицы, часть из которых снова распадается. В конце концов остаются лишь стабильные частицы, примерно двадцать которых изображено здесь (взято из [2]).

Если бы удалось построить всю материю из этих частиц в соответствии с согласованной системой правил, то мы могли бы примириться с распадом нейтрона и сочли бы всю ситуацию вполне удовлетворительной. Однако после тридцатых годов, особенно в течение пятидесятых и шестидесятых годов, число созданных и открытых так называемых элементарных объектов росло с катастрофической быстротой. Так что теперь, в зависимости от принятой классификации, можно говорить о 30, 50 или даже о сотне таких частиц. Каждой из них соответствуют определенные масса, заряд, спин и т. д. Многие из них имеют малые времена жизни, порядка миллионных долей секунды ²⁾.

¹⁾ Этот процесс более сложен, чем те процессы, о которых мечтали древние алхимики; в принципе нет ничего абсурдного в попытках превращения свинца в золото, просто такой процесс невозможен при использовании химического горения.

²⁾ Эти времена, будучи малыми в обычных масштабах, сравнительно велики в масштабах ядра.

Однако стабильность сама по себе не может служить критерием для классификации элементарных частиц. Они рождаются при столкновениях ядер, обладающих достаточной энергией; затем они распадаются на другие частицы, которые в свою очередь тоже распадаются. Вероятно, можно утверждать, что материя, известная нам, каким-то образом состоит из этих объектов, но каким именно образом — пока неизвестно. Считать, что все эти объекты являются элементарными, по меньшей мере неэстетично; было бы лучше представлять все эти объекты как различные проявления некоего более глубокого свойства или считать их состоящими из более фундаментальных объектов. Можно ли так сделать или нет, неизвестно; более того, неизвестно даже, окажется ли плодотворным само понятие элементарных объектов, или элементарных частиц. Именно этот вопрос является в настоящее время главным вопросом, над решением которого работают многие физики.

Можно считать, что протоны и нейтроны в некотором смысле являются элементарными объектами. Однако, если взглянуть на разнообразие других частиц, возникающих при столкновении двух энергичных протонов (фиг. 283), то может возникнуть подозрение, что сами протоны являются сложными конгломератами различных частиц. Смысл обозначений на фиг. 283, методы получения и наблюдения этих частиц и современные попытки их классификации — это будет предметом следующих глав.

50

КАК НАБЛЮДАЮТ ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ

Движение планет на фоне неподвижных звезд, движение снарядов или сталкивающихся тел можно наблюдать невооруженным глазом. Электроны, находящиеся на атомных орбитах, не видны; наблюдается лишь свет, который излучается, согласно описанной выше интерпретации, при переходе атома с одного уровня на другой. Атомная теория была создана, по существу, для того, чтобы упорядочить данные наблюдений света, излучаемого возбужденными атомами. Внутриядерные явления еще более удалены от нашего непосредственного восприятия. Мы не можем видеть ядерные частицы непосредственно; они не дают знать о себе излучением света. Если мы хотим узнать, как рассеиваются эти частицы при столкновениях, или узнать, как долго они живут, или желаем выяснить, на какие частицы они распадаются, мы должны исследовать следы, или треки, этих частиц в различных приборах. Понятия и гипотезы, введенные в физику элементарных частиц, служат для объяснения показаний этих приборов.

Известно, что энергичные заряженные частицы, движущиеся сквозь соответствующие среды, оставляют позади себя следы. Как правило,

мы можем лишь догадываться, что именно при этом происходит. Тем не менее гипотеза о том, что эти следы принадлежат заряженным частицам и что толщина следов зависит от заряда, скорости и энергии частиц, позволила упорядочить множество экспериментальных фактов. Сейчас мы уверены в том, что наблюдаемые следы проявляют пути заряженных частиц, подобно тому как наши зрительные образы отвечают реальным объектам внешнего мира.

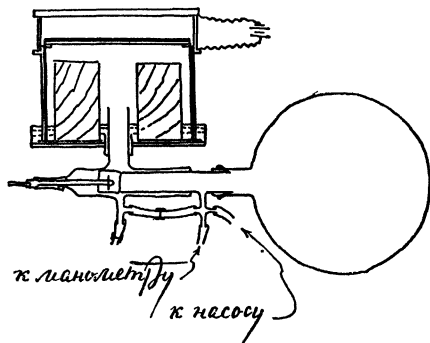
В сентябре 1894 г. Ч. Вильсон провел несколько недель в обсерватории, расположенной на самом высоком из шотландских холмов Бен Невис, изучая, по его словам, «замечательное оптическое явление, возникавшее в тот момент, когда солнце освещало облака, окружающие вершину холма». Он особенно заинтересовался «цветными кольцами, окружавшими солнце или обрамлявшими тень, которая падала от вершины холма или наблюдателя на туман или облако», и загорелся «желанием имитировать это явление в лаборатории» [1].

«С этой целью я провел в начале 1895 года несколько экспериментов, создавая облака расширением влажного воздуха по методу Кулье и Эйткена. Почти сразу же я обнаружил нечто, обещавшее быть гораздо интереснее, чем то оптическое явление, которое я намеревался изучить» [2].

Явление, отвлекшее внимание Вильсона, привело к созданию так называемой туманной камеры, являвшейся почти вплоть до настоящего времени неотъемлемой частью оборудования, которое предназначалось для наблюдений ядерных частиц. Вильсон обнаружил, что рентгеновские и ультрафиолетовые лучи, проходя через его камеру, оставляли в ней след в виде полосы густого тумана, который исчезал лишь через несколько минут. Вскоре он определил, что следы образуются вследствие ионизации воздуха под действием этих лучей. Весной 1911 г., т. е. через пятнадцать лет после своего открытия, Вильсону пришла в голову мысль, что он может проследить за полетом заряженной частицы через свою камеру, так как вокруг ионов, образующихся на пути частицы, будут возникать небольшие капельки воды. В первом же испытании этой идеи с использованием рентгеновских лучей Вильсону удалось обнаружить следы электронов, испущенных атомами воздуха под действием этих лучей.

Туманная камера, созданная Вильсоном, в простейшей форме представляет собой наполненный паром ящик, одна стенка которого сделана из стекла, а другая соединена с поршнем (фиг. 284). В исходном положении пар в камере находится в насыщенном состоянии (в случае насыщенных водяных паров в воздухе говорят, что его относительная влажность равна 100%; воздух уже не может содержать больше пара). Чтобы привести камеру в чувствительное состояние, поршень резко выводят из камеры, увеличивая тем самым объем, уменьшая температуру и переводя пар в так называемое пересыщенное состояние. (В камере теперь пара больше, чем может содержать воздух.) В результате в камере должен образоваться туман (конден-

сироваться вода), однако он возникает не сразу, а только тогда, когда в камере есть что-то, на чем могут конденсироваться водяные капли,— частицы пыли, ионизованные атомы и т. д. (Пересыщенный пар, как правило, не конденсируется, пока нет примесей, на которые осаждается влага.) Однако туманная камера (фото 12) пыленепроницаема и очищается от ионов с помощью электрического поля. Единственные примеси, возможные в чувствительной камере Вильсона,— это ионы, возникшие под действием заряженных частиц, пересекающих камеру. Энергичная заряженная частица, двигаясь



Ф и г. 284. Схематический чертеж туманной камеры Вильсона (взято из [3]).

сквозь пересыщенный пар, на своем пути выбивает из атомов электроны и оставляет позади себя след из ионов (фото 13). На этих ионах происходит конденсация водяных паров, в результате чего путь ионизующей частицы становится видимым и его можно сфотографировать. При соответствующем освещении капли воды кажутся яркими пятнами на темном фоне. В результате диффузии ионов и капель жидкости видимый след частицы расширяется.

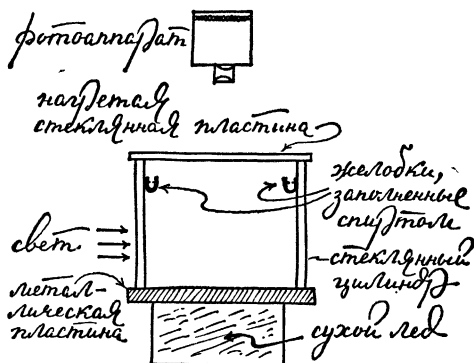
Объем камеры может достигать величины порядка 30 см^3 , а в качестве рабочего вещества используются различные комбинации газов и паров, например воздух — вода или аргон — спирт. Производить ионизацию могут частицы различных сортов; единственное, что требуется для этого,— чтобы частица была заряженной. Нейтральные частицы и фотоны (заряд фотонов равен нулю) не ионизуют атомы на своем пути, а следовательно, не оставляют в камере следов. Следы (треки), как правило, фотографируются (обычно из двух положений для получения пространственной картины), а затем изучаются.

Длина трека и плотность капель в нем характеризуют энергию частицы. Заряд и импульс частицы можно определить, поместив камеру в магнитное поле и измеряя кривизну трека. Часто в камеру помещают пластины из свинца или других материалов для взаимодействия частиц с этими веществами (что используется, например, для замедления частиц).

Трек, приведший к открытию позитрона (фото 14), состоит из двух частей: следа с малой кривизной ниже свинцовой пластины и следа с большей кривизной выше этой пластины. Магнитное поле направлено за плоскость фотографии. Предполагая, что проходящая сквозь свинец частица теряет энергию (Андерсон писал: «Мы также отвергли, как абсолютно несостоятельную, возможность для частицы с энергией в 20 МэВ выйти после прохождения сквозь свинец с энергией 60 МэВ»), можно утверждать, что частица двигалась снизу вверх. Тогда по кривизне трека можно было установить, что заряд частицы был положительным. Величину заряда удалось определить с помощью соотношения, связывающего скорость ионизации, скорость частицы и ее заряд (по оценке Андерсона, заряд позитрона оказался меньше удвоенного заряда электрона). [Электроны выбиваются из атомов пара, заполняющего камеру, энергичными частицами. Число этих электронов, приходящееся на единицу длины (пропорциональное, кроме других величин, заряду пролетающей частицы), и длина их пробега определяют плотность и толщину трека. Полная длина трека (в случае, когда частица останавливается внутри камеры) характеризует энергию пролетающей частицы.] Обнаруженная частица не могла быть протоном, поскольку такое предположение не согласовывалось ни с измеренными значениями кривизны и длины трека, ни с оцененной величиной потерь энергии частицей при прохождении ее сквозь свинцовую пластину, которые свидетельствовали о том, что масса частицы не превышает по крайней мере двадцати масс электрона. На основании этих фактов было разумно предположить, что трек принадлежит неизвестной до сих пор частице, обладающей зарядом и массой положительно заряженного электрона.

Камера Вильсона является прекрасным инструментом, хотя она и не совсем удобна в эксплуатации. Она чувствительна лишь в течение очень коротких промежутков времени (порядка $1/10$ с после расширения), а для повторения рабочего цикла требуется по крайней мере минута: необходимо удалить старые следы, сжать газ и подготовить его для следующего расширения. Далее, плотность газа в камере настолько мала, что событие, состоящее в ядерном взаимодействии высокоэнергичной частицы внутри камеры, имеет относительно малую вероятность. Начиная с 1950 г. стали использовать модификацию камеры Вильсона — так называемую *диффузионную камеру*, в которой был устранен первый из перечисленных недостатков (фиг. 285). Верх диффузионной камеры поддерживается при более высокой температуре, чем ее основание. Пар вводится сверху, и по мере дрейфа вниз он охлаждается и пересыщается. Таким образом, диффузионная камера представляет собой постоянно чувствительную туманную камеру.

Пузырьковая камера (фото 15, 16), изобретенная в 1952 г. Д. Глейзером (говорят, идея пузырьковой камеры пришла Глейзеру в голову, когда он наблюдал за ростом пузырьков на стенках пивной бутылки), работает, можно сказать, по принципу, обратному принципу работы камеры Вильсона. Ведь может происходить не только конденсация паров, но и парообразование. В отсутствие примесей, на которых могут возникать пузырьки пара, жидкость остается *перегретой*, но не превращается в течение некоторого времени в пар. Когда через эту жидкость проходит заряженная частица, она оставляет позади себя след из ионов, на которых, как на стенках пивной бутылки, образуются пузырьки пара. Большая плотность жидкости в пузырьковой камере



Ф и г. 285. Схематический чертеж диффузионной камеры (взято из [4]).

в сравнении с плотностью газа в камере Вильсона приводит к значительному увеличению вероятности наблюдения актов взаимодействия высокоэнергичных частиц внутри камеры.

Жидкость под давлением нагревается до температуры, превышающей нормальную температуру кипения. Если после этого давление резко сбросить, то жидкость останется в перегретом состоянии. Например, жидкий водород (несмотря на то, что работать с водородом опасно, его часто применяют в пузырьковых камерах, так как в экспериментах с такой жидкостью, состоящей из практически неподвижных протонов, проще всего интерпретировать результаты) поддерживается при температуре 27 К и при давлении 5 атм. В обычных условиях жидкий водород кипит при 20 К. При резком уменьшении давления водород становится перегретым, и около ионов, остающихся после пролета заряженных частиц, образуются треки, которые затем фотографируются¹⁾. Пузырьковые камеры очень удобны для проведения экспериментов на ускорителях высокоэнергичных частиц, так как время восстановления их чувствительности меньше 1 с и их рабочие периоды можно синхронизовать с импульсами ускорителя.

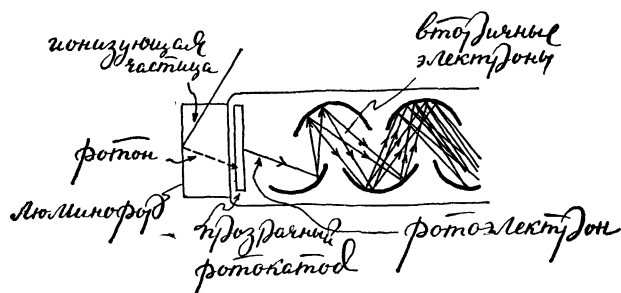
¹⁾ В настоящее время полагают, что центры парообразования образуются благодаря передаче энергии высокоэнергичных частиц атомам жидкости.

Совсем недавно появился новый прибор — так называемая *искровая камера*. Принцип ее работы основывается на том, что проводимость воздуха, содержащего ионы, превышает проводимость обычного воздуха. Поэтому, если в воздушном зазоре включить сильное электрическое поле, напряженность которого чуть меньше той напряженности, при которой происходит пробой, то вдоль траектории заряженных частиц, проходящих через зазор во время импульсов электрического поля и оставляющих позади себя ионы, будут идти токи, которые наблюдаются в виде светящихся треков. Между импульсами основного поля обычно включается дополнительное электрическое поле, очищающее камеру от оставшихся в ней свободных ионов. В отличие от пузырьковых камер, где понижение давления должно осуществляться до попадания в них частиц, искровые камеры можно включать (именно так и делают на практике) после прохождения частиц. Поэтому пузырьковые камеры используются, как правило, во время экспериментов исследовательского характера (например, в сочетании с ускорителем, когда точно известно время каждого импульса), и все, что происходит в камере, при этом записывается; искровые же камеры обычно применяются при изучении заданного, заранее выбранного взаимодействия, которое определяется с помощью «логической схемы», вмонтированной в систему. Хотя фотографирование искровых треков и является способом записи данных, в настоящее время разрабатываются методы, с помощью которых можно избежать этой промежуточной стадии исследований. Например, в одном из таких методов используется проволочная сетка, которая позволяет записывать на магнитные сердечники данные о том, на какой из проводов сетки попала искра, т. е. определять положение конечных точек треков. В промежутках между импульсами ускорителя информация о состоянии магнитных сердечников вводится в вычислительную машину.

Прохождение заряженных частиц можно непосредственно фиксировать в фотографической эмульсии; этот метод был разработан в 1947 г. группой английских физиков во главе с С. Пауэллом. Заряженные частицы ионизуют атомы эмульсии, в результате чего после проявления в ней остаются черные треки. Тяжелые частицы, например протоны, оставляют более плотные треки, чем электроны, так как они более эффективно ионизуют атомы эмульсии; треки же α -частиц или ядер ионизованных тяжелых атомов еще более плотные, чем треки протонов. Более того, при замедлении частицы число ионизованных атомов эмульсии на единице длины трека возрастает. Поэтому, проведя предварительную калибровку эмульсии, можно по плотности трека определять направление и скорость частицы в ней.

Помимо описанных приборов, регистрирующих треки частиц, применяются также различные счетчики, которые фиксируют присутствие тех или иных частиц. Действие почти всех счетчиков основано на том, что энергичные заряженные частицы возбуждают или ионизируют атомы. Гейгер пользовался сцинтилляционным детектором, который состоял из экрана, покрытого веществом, излучавшим свет (фо-

тоны) при попадании в него энергичных частиц. (Тот же эффект вызывает свечение телевизионной трубки.) Наблюдая небольшой участок экрана в микроскоп, можно было сосчитать число α -частиц, излученных радиоактивным источником и попавших на этот участок экрана в течение определенного отрезка времени. Сейчас сцинтилляционные детекторы тоже используются, однако, как правило, совместно с фотоумножителями. Фотоны, выбитые из сцинтилляционного экрана, направляются на второй экран, который излучает электроны, когда на



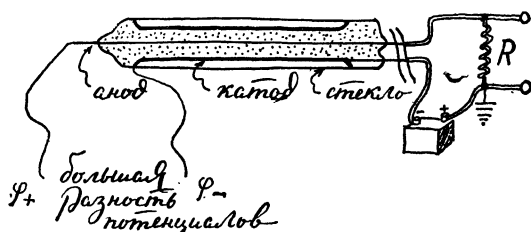
Фиг. 286. Схематический чертеж сцинтилляционного детектора и фотоумножителя (взято из [5]).

него попадают фотоны. Около второго экрана расположена пластина, на которую подан более низкий потенциал, ускоряющий излученные электроны, и которая благодаря вторичной эмиссии излучает большее число электронов; последние притягиваются следующей пластиной, находящейся под еще более низким потенциалом. Процесс повторяется несколько раз (фиг. 286), пока не образуется достаточное количество электронов. В результате каждая частица, попадающая на сцинтилляционный экран, вызывает заметный ток электронов, который можно автоматически регистрировать. В стандартных фотоумножителях каждый падающий на второй экран фотон вызывает потоки порядка 10^3 — 10^4 электронов. Интенсивность сцинтилляции (свечения), которой пропорционально общее число электронов, связана с полной энергией, теряемой высокоэнергичной частицей в сцинтиллирующем материале. Поэтому часто величина электронного импульса используется для определения потерь энергии.

Имеются и другие счетные устройства, которые регистрируют падающие в них высокоэнергичные заряженные частицы. Знаменитый *счетчик Гейгера*, всегда столь надежно щелкающий в популярных кинофильмах, работает так, как показано на фиг. 287.

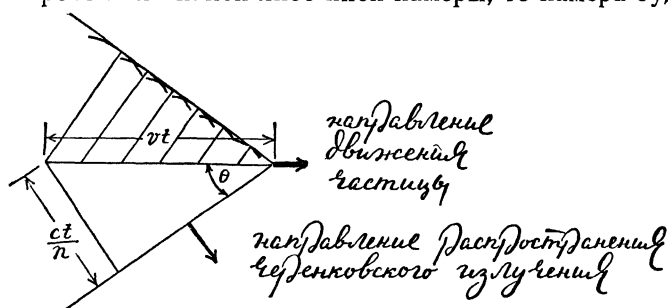
Если заряженная частица движется в среде со скоростью, превышающей скорость света в этой среде (но никогда не превышающей скорость света в вакууме c), то испускается слабое электромагнитное излучение, которое называется *излучением Черенкова*. Открытое П. А. Черенковым в 1937 г., оно позволяет точно определять скорости частиц (фиг. 288). Излучение отсутствует, когда скорость частицы

ниже скорости света в среде; когда же скорость частицы превышает скорость света, волновые фронты излучения, определяемые скоростью света в среде, распространяются от частицы подобно волнам от движущегося корабля. Скорость частицы можно вычислить по величине



Ф и г. 287. Счетчик Гейгера — Мюллера обычно представляет собой стеклянную трубку, заполненную газом и содержащую два электрода. В качестве одного из них может служить металлический цилиндр, а в качестве другого — тонкая нить, проходящая по оси цилиндра; между электродами приложена большая разность потенциалов (скажем, 1000 В). Под действием электрического поля ионы уходят на металлический цилиндр. Если приложенное электрическое поле достаточно велико, то в трубке может возникнуть критическое состояние, заключающееся в том, что введение одного дополнительного заряда приводит к разряду в трубке. Электроны, выбитые из первой (исходной) ионной пары, образуют при столкновениях новые ионы, которые в свою очередь приводят к появлению еще большего числа ионов. Следовательно, один электрон может вызвать целый каскад из миллионов электронов. Когда эта лавина достигает центрального электрода, разность потенциалов резко падает, что легко регистрируется с помощью электронной схемы (взято из [4]).

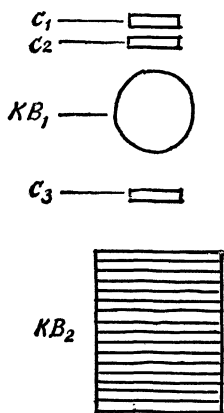
угла между волновыми фронтами. Сам черенковский счетчик не регистрирует треков, однако он позволяет не учитывать малоэнергичные частицы фона, которые всегда присутствуют. Если поместить его у входа искровой или какой-либо иной камеры, то камера будет вклю-



Ф и г. 288. Косая волна черенковского излучения (взято из [6]).

чаться только тогда, когда через черенковский счетчик проходит высокоэнергичная частица (этот момент определяется по виду выходного импульса фотоумножителя, расположенного внутри черенковского счетчика). Выбор материала для черенковского счетчика определяется величиной требуемой пороговой скорости, которая зависит от показателя преломления среды.

На фиг. 289 приведен схематический чертеж экспериментальной установки, которая используется для измерения масс частиц. Она состоит из двух камер Вильсона KB_1 и KB_2 . Верхняя камера находится в магнитном поле напряженностью 4750 Гс, которое создается электромагнитом. В нижней камере KB_2 расположено 15 свинцовых пластин толщиной 0,63 см каждая. Обе камеры включаются одновременно только тогда, когда заряженная частица проходит через три счетчика



Фиг. 289. Схематический чертеж установки, состоящей из двух камер Вильсона (KB_1 , KB_2) и трех счетчиков (C_1 , C_2 , C_3), использовавшейся при измерении масс мезонов из космических лучей (взято из [7]).

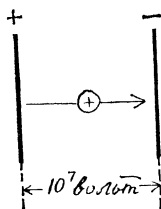
Гейгера — Мюллера C_1 , C_2 и C_3 , т. е. при тройном совпадении. По кривизне трека в верхней камере определяется импульс частицы. Если частица останавливается в нижней камере, то, зная, в какой пластине она остановилась, можно измерить длину ее пробега. По величине импульса частицы и длине пробега определяется ее масса.

Мы только перечислили те разнообразные и остроумные технические устройства, которые были созданы для исследования свойств ядерных частиц. Поскольку ядерные события не являются полностью контролируемыми, нам, как правило, приходится выбирать из массы происходящих событий лишь те, которые нас интересуют. Допустим, что камера диаметром 1 м может регистрировать за год 100 000 каких-то событий (возможно, представляющих интерес). Анализ всех этих треков и выбор из них только нужных представляют собой абсолютно неразрешимую проблему. Количество людей и времени ограничивает возможности эксперимента. С целью расширения этих возможностей были предложены различные системы, состоящие из вычислительных машин, которые способны регистрировать треки, вычислять импульсы и т. д. различных частиц и определять, является ли то или иное событие именно тем, которое ищут экспериментаторы.

51

КАК СОЗДАЮТ ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ

Ядерная реакция начинается при условии, что протон преодолевает кулоновский потенциал. Например, в случае атома брома ($Z=35$) он должен обладать энергией 10 МэВ. Для большинства интересных ядерных реакций требуется энергия порядка миллиона электрон-вольт и выше. Чтобы энергия протона достигла 10 МэВ, его следует ускорить разностью потенциалов в 10 миллионов вольт (фиг. 290) (напряжение у нас дома — 110 или 220 В). Создать такую разность потенциалов, избежав при этом разряда между электродами, практически невозможно.



Фиг. 290.

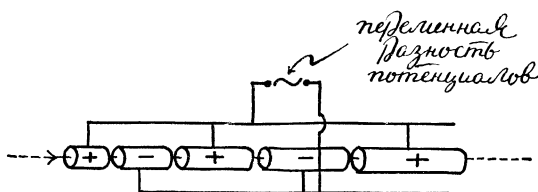
Существуют естественные источники энергичных частиц: радиоактивные ядра испускают α -, β - и γ -лучи с энергиями порядка 1 МэВ. Именно α -частицы, излученные ядрами полония, использовал Резерфорд

в своих ранних исследованиях. Высокоэнергичные ядерные частицы — так называемые космические лучи — непрерывно приходят на Землю откуда-то из солнечной системы или из Галактики (энергия этих частиц достигает значений порядка 10^{13} МэВ, т. е. 1 Дж!). Именно этот источник позволил в 1932 г. Андерсону впервые наблюдать позитрон. Таким образом, при помощи различных доступных естественных процессов можно получать ядерные и субъядерные частицы, обладающие различными энергиями, и, конечно же, эти частицы использовались при проведении первых ядерных экспериментов. Однако, как и в случае других явлений природы, естественно получаемые энергичные частицы не удовлетворяли всем требованиям ученых, и человеку пришлось изобретать.

Одной из первых машин, предназначенных для получения ускоренных частиц в лаборатории, был генератор Ван де Граафа, или электростатический аккумулятор, заряжаемый до высокого напряжения при помощи трения. В 1929 г. Ван де Грааф построил опытную машину, развивавшую напряжение 80 000 В, а в 1931 г. в Принстоне была создана машина на 1,5 МВ, авторы которой гордились тем, что «полная стоимость материалов, пошедших на ее изготовление, равнялась приблизительно 100 долларам». [Она до сих пор используется в Принстоне для демонстраций. Стоимость ускорителя на 200 ГэВ, проект которого был недавно одобрен и который будет сооружаться в Вестоне (США), 300 миллионов долларов¹⁾.]

¹⁾ См. примечание к стр. 313.— *Прим. ред.*

Англичане Кокрофт и Уолтон сконструировали так называемый линейный ускоритель, в котором был использован источник переменного высокого напряжения (Ван де Грааф использовал источник постоянного напряжения) и протоны ускорялись разностью потенциалов 600 000 В. В 1932 г. они впервые бомбардировали ядра лития этими ускоренными частицами и расщепили их на два ядра гелия (${}_1\text{H}^1 + {}_3\text{Li}^7 \rightarrow {}_2\text{He}^4 + {}_2\text{He}^4$). С тех пор ускоритель Кокрофта и Уолтона и генератор Ван де Граафа были усовершенствованы. Сегодня они уже не служат в качестве источников высокоэнергичных частиц. Однако они используются в качестве инжекторов частиц для более мощных кольцевых ускорителей, и, кроме того, на их принципе действия были созданы линейные ускорители на более высокие энергии.



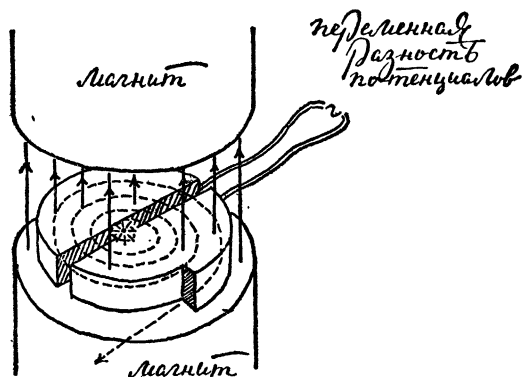
Фиг. 291. Линейный ускоритель на дрейфовых трубках (взято из [1]).

Эти большие линейные ускорители бывают двух типов — с *трубками дрейфа* и *волноводные*. В ускорителях первого типа частицы ускоряются в промежутках между полыми проводящими цилиндрами (фиг. 291). Когда частица пролетает через зазор, она ускоряется, но напряжение при этом осциллирует, так что в следующем зазоре частица снова ускоряется. Так как частота колебаний напряжения постоянна, длина трубок дрейфа должна возрастать по мере ускорения частицы.

В волноводном ускорителе, изобретенном в 1947 г. Д. Фраем, использовались длинноволновые (10,5 см) электромагнитные волны, распространявшиеся вдоль полого проводника. Поскольку электроны, обладающие достаточно скромной энергией (порядка 2 МэВ), уже движутся со скоростями, близкими к скорости света, они могут двигаться на гребне волны под действием ее электрического поля подобно спортсменам, катающимся на досках на гребне океанской волны. (Решение уравнений Максвелла в случае электромагнитных волн, распространяющихся в полости, ограниченной проводящими стенками, таково, что электрическое поле, вызывающее ускорение частиц, является суммой электрических полей различных волн, отраженных от стенок волновода; можно сделать так, что результирующая волна будет распространяться вдоль волновода со скоростью, меньшей скорости света.) На таком принципе работают самые крупные линейные ускорители. Чтобы энергия частиц достигла больших значений, ускорители должны быть очень длинными, а ускоряющие напряжения — очень высокими, так как к частицам должны быть приложены огром-

ные силы, действующие в течение длительного времени. Скромных размеров генератор Кокрофта и Уолтона превратился в гигантский линейный ускоритель: например, длина нового Стэнфордского ускорителя превышает 3 км.

Другой метод получения частиц высоких энергий был предложен Лоуренсом. Ему удалось заменить прямой ускоряющий канал линейного ускорителя круговым, а несколько мощных ускоряющих импульсов — последовательностью слабых импульсов, для получения которых требуется меньшая разность потенциалов. «Экспериментальные трудности быстро возрастают при увеличении напряжения», — заметили Лоуренс и Ливингстон в 1932 г., описывая первый *циклотрон*. На этой первой установке диаметром 28 см протоны ускорялись до энергии 1,2 МэВ.



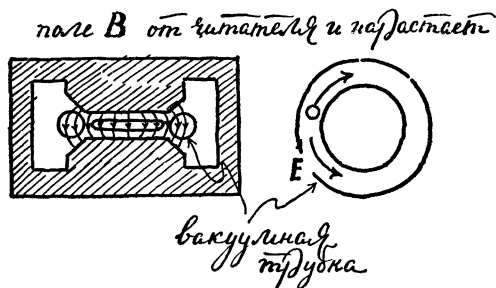
Фиг. 292. Схематический чертеж циклотрона (взято из [2]).

Суть идеи Лоуренса состояла в использовании магнитного поля, заставляющего заряженные ионы двигаться по круговой орбите. После каждого оборота частицу можно слегка ускорить. В результате при помощи малых разностей потенциалов удастся добиться больших значений энергии частицы, чем те, что были получены ранее на других ускорителях с большими напряжениями (фиг. 292). Идея циклотрона пришла Лоуренсу в голову, когда случайно в 1929 г. он увидел статью немецкого инженера Видероз, посвященную ускорению частиц. Лоуренс не знал немецкого языка, но схемы, приведенные в статье, навели его на идею циклотрона (отсюда возникает вопрос: плохо это или хорошо не уметь читать по-немецки для доктора физических наук?).

Если напряженность магнитного поля в циклотроне постоянна, то нерелятивистская частица совершает каждый оборот за один и тот же отрезок времени, не зависящий от радиуса орбиты. Поэтому ускоряющее поле может колебаться с постоянной частотой. (Одна из причин, почему Лоуренс не мог ускорять электроны, состоит в том, что масса электрона уже при энергии всего лишь 50 000 эВ возрастает

на 10% из-за релятивистских эффектов, что приводит к изменению его периода обращения.) Для решения этой проблемы необходимо уменьшать частоту переменного поля по мере увеличения массы частицы; этот метод используется в синхроциклотронах.

В 1941 г. Д. Керст изобрел *бетатрон*, названный так потому, что с его помощью ускорялись бета-частицы (фиг. 293). Если в циклотроне ускоряющее электрическое поле создавалось разностью потенциалов, то в бетатроне это поле возбуждалось благодаря электромагнитной индукции (переменное магнитное поле возбуждает электрическое поле). Магнитное поле изменяется таким образом, чтобы радиус орбиты частицы оставался всегда постоянным, несмотря на непрерывное возрастание импульса частицы. Обычно вывод пучка осуществляется возмущением равновесной орбиты в конце ускоряющего периода с помощью электрического или магнитного полей. Иногда используют подвижные мишени, которые вдвигаются в ускорительный канал во время



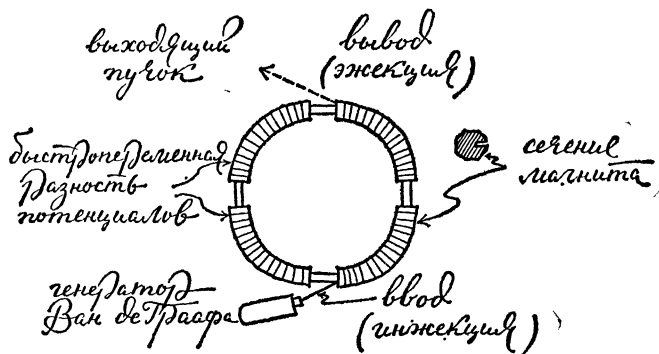
Фиг. 293. Схематический чертеж бетатрона (взято из [1]).

ускоряющего цикла в определенные моменты времени. В типичном бетатроне пучок 50-кэВ электронов, выходящий из генератора Ван де Граафа, инжектируется в машину в момент нарастания магнитного поля и выводится из нее, когда напряженность поля достигает максимального значения. В бетатроне, как и в циклотроне и в синхроциклотроне (фото 17), используются магниты, площадь полюсов которых превосходит площадь орбиты. В связи с этим создание машин такого типа для ускорения частиц до энергий, превышающих примерно 1 ГэВ, экономически нецелесообразно (железо и электричество слишком дороги).

В 1945 г. В. Векслер в СССР и Э. Макмиллан в США независимо друг от друга предложили идею *синхрофазотрона*, или кольцевого ускорителя с постоянной орбитой. Суть этой идеи состояла в одновременном изменении частоты электрического поля и напряженности магнитного поля. Векслер и Макмиллан показали, что орбиту частицы в этом случае можно сделать устойчивой¹⁾. Магнит синхрофазо-

¹⁾ Они показали, что частица, отклоненная по какой-нибудь случайной причине в сторону от равновесной орбиты, будет автоматически испытывать действие сил, стремящихся вернуть ее на прежнюю орбиту. Это условие устойчивости является не-

трона состоит из больших С-образных магнитов, размеры которых относительно малы в сравнении с магнитами, используемыми в машинах с переменным радиусом орбиты, так как они располагаются в синхротроне только вдоль определенной фиксированной орбиты. Обычно магнит разбивают на четыре секции, а зазоры используют для инъекции, ускорения и вывода частиц (фиг. 294). При увеличении энергии частицы (а следовательно, и при увеличении ее скорости) частота ускоряющего поля и напряженность магнитного поля нарастают. После достижения релятивистских скоростей частота может оставаться



Фиг. 294. Схематический чертеж синхрофазотрона (взято из [1]).

неизменной (хотя энергия частицы, движущейся со скоростью $0,99c$, растет, ее скорость при этом практически не меняется), но магнитное поле должно расти, так как после каждого оборота импульс частицы увеличивается.

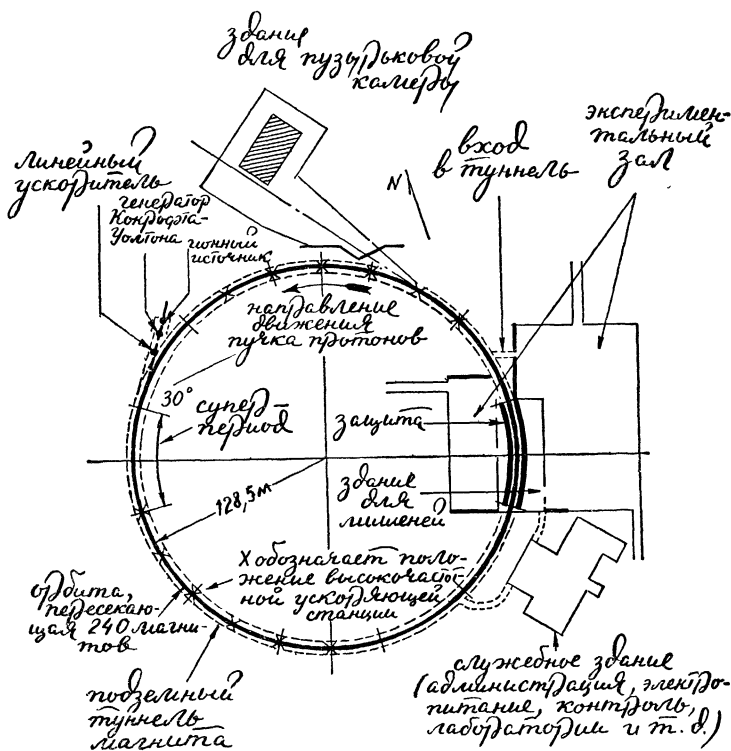
В циклических (кольцевых) ускорителях, таких как синхрофазотрон, величина максимально достижимой энергии электронов существенно ограничена потерями энергии на излучение¹⁾. Тот факт, что частица движется по окружности, означает, что она непрерывно ускоряется, даже если ее скорость остается практически неизменной. При очень больших энергиях величина потерь на излучение, вызванных ускоренным движением заряженных частиц, становится ощутимой. Оказывается, что энергия электронов, достижимая даже в синхрофазотроне, не может из-за потерь на излучение превысить примерно 10 ГэВ. Можно надеяться, что удастся получить электроны с гораздо большей энергией на достаточно длинных линейных ускорителях (ускоритель в Стэнфорде на 20 ГэВ имеет длину 3 км), где частицы

обходимым, если требуется, чтобы в процессе ускорения достаточного количества частиц пучок не ушел на стенки ускорителя.

¹⁾ Величина потерь на излучение сильно зависит от массы ускоряемых частиц; в случае протонов она пренебрежимо мала. В связи с этим экономически выгоднее (по крайней мере с точки зрения потерь на излучение) строить на энергию 200 ГэВ именно протонный синхрофазотрон.

всегда движутся по прямым линиям и поэтому не испытывают таких больших потерь на излучение.

Самым большим из действующих к 1967 г. ускорителей является синхрофазотрон Брукхейвенской национальной лаборатории на 33 ГэВ (фиг. 295 и фото 18); в Женеве находится ускоритель на 28 ГэВ (фото 19), принадлежащий Европейскому совету по ядерным исследованиям (ЦЕРН). Между 1968 и 1970 гг. в Советском Союзе под Серпуховом должно закончиться строительство синхрофазотрона на 70 ГэВ¹⁾.



Фиг. 295. План Брукхейвенского синхрофазотрона на 33 ГэВ с жесткой фокусировкой.

В будущем намечается строительство ускорителей на еще большие энергии; самым мощным из них будет протонный синхротрон на 200 ГэВ, строительство которого должно закончиться в начале семидесятых годов в Вестоне (США)²⁾. Протоны в этом ускорителе будут предварительно ускоряться в генераторе типа Кокрофта до энергии 750 кэВ. Затем они будут ускоряться до энергии 200 МэВ в линейном ускорителе.

¹⁾ Этот ускоритель был запущен в ноябре 1967 г. и в настоящее время успешно работает. — Прим. перев.

²⁾ Вестонский ускоритель начал работать в 1972 г. — Прим. ред.

теле, а после этого инжектироваться в синхрофазотрон на 8 ГэВ. Когда энергия протонов достигнет 8 ГэВ, они отправятся в свое последнее путешествие в главном синхрофазотроне на 200 ГэВ. Диаметр основного кольца ускорителя будет равняться 2 км, а само кольцо в целях защиты от радиации будет закопано в землю на глубину 7,5 м. Помимо этого ускорителя, поговаривают о создании машины на 300 ГэВ в ЦЕРН (фото 19).

**On the Masses and Modes of Decay of Heavy Mesons
Produced by Cosmic Radiation.**

(G-Stack Collaboration)

J. H. DAVIES, D. EVANS, P. E. FRANÇOIS, M. W. FRIEDLANDER, R. HILLIER,
P. IREDALE, D. KEEFE, M. G. K. MENON, D. H. PERKINS and C. F. POWELL
H. H. Wills Physical Laboratory • Bristol (Br)

J. BØGGILD, N. BRENE, P. H. FOWLER, J. HOOPER, W. C. C. ORTEL
and M. SCHARFF
Institut for Teoretisk Fysik • Kobenhavn (Ko)

L. CRANE, R. H. W. JOHNSTON and C. O'CEALLAIGH
Institute for Advanced Studies • Dublin (DuAS)

F. ANDERSON, G. LAWLOR and T. E. NEVIN
University College • Dublin (DuUC)

G. ALVIAL, A. BONETTI, M. DI CORATO, C. DILWORTH, R. LEVI SETTI,
A. MILONE (†), G. OCCHIALINI (*), L. SCARSI and G. TOMASINI (†)
(†) *Istituto di Fisica dell'Università • Genova*
Istituto di Scienze Fisiche dell'Università • Milano (CeMi)
Istituto Nazionale di Fisica Nucleare • Sezione di Milano

(*) *and of Laboratoire de Physique Nucléaire • Université Libre • Bruxelles*

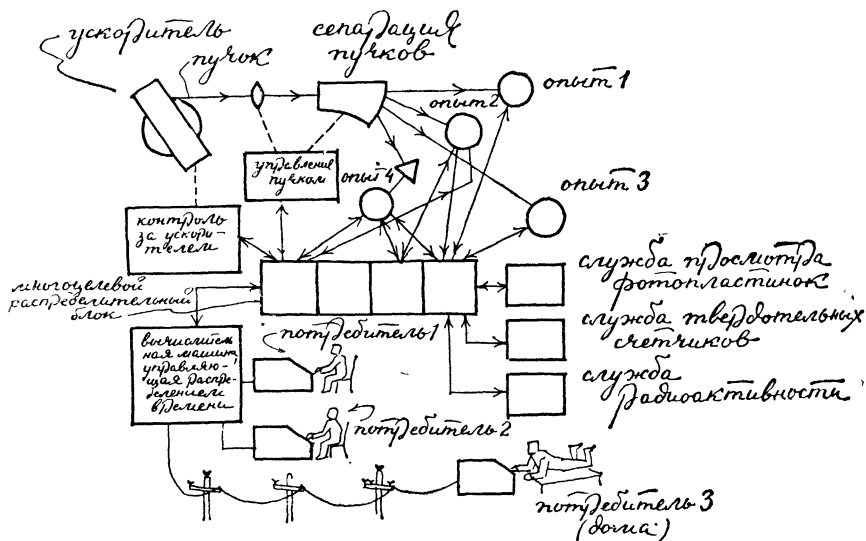
M. CECCARELLI, M. GRILLI, M. MERLIN, G. SALANDIN and B. SECHI
Istituto di Fisica dell'Università • Padova
Istituto Nazionale di Fisica Nucleare • Sezione di Padova (Pd)

(ricevuto il 2 Ottobre 1955)

Ф и г. 296. Пример заглавия работы многочисленной группы авторов (взято из [3]).

Хотя стоимость синхрофазотрона в расчете на 1 ГэВ меньше стоимости бетатрона, полная стоимость этой машины чрезвычайно велика. Считают, что строительство ускорителя в Вестоне обойдется в несколько сотен миллионов долларов, а его последующая эксплуатация будет стоить примерно 100 млн. долларов ежегодно. Такие цены внесли определенные изменения в характер физических исследований. Сама физика осталась такой же, как и во времена Фарадея; однако,

когда стоимость строительства и обслуживания установки исчисляется суммами в полмиллиарда долларов, в решении о создании такой установки принимают теперь участие не только ученые, но и конгрессмены. Научные проекты, как и все остальное, сравнивались со свиной тушей, и это сравнение, безусловно, справедливо. Но смог ли бы Фарадей дать нам электричество, если бы ему каждый раз приходилось убеждать премьер-министра в том, что затраты на приобретение двадцати фунтов медного провода оправданы? («Нет, я не могу обойтись десятью фунтами», — услышали бы мы от Фарадея.)



Ф и г. 297. Ускорительная лаборатория будущего с контролируемым распределением времени устроена таким образом, чтобы команда вызова ускорителя действовала до тех пор, пока все требования не будут выполнены. При наличии многоцелевого распределительного блока экспериментаторам достаточно иметь кабельную связь между своим лабораторным оборудованием и электронной вычислительной машиной, контролирующей работу системы (взято из [4]).

Выполнение эксперимента с частицами высоких энергий является делом ученых различных специальностей, поэтому авторов такого эксперимента чрезвычайно много (на фиг. 296 представлен в качестве примера список авторов одного из экспериментов); человек, чья фамилия находится в конце списка авторов и который выглядит карликом на фоне гигантских ускорителей и всевозможных детекторов, может лишь мечтать об утерянной индивидуальности былых дней. Возможно, что такой характер исследований является только промежуточным этапом. Сейчас для проведения эксперимента необходимы специалисты по электронике, обработке данных и т. п., и ни один человек не может быть специалистом по всем этим дисциплинам. Однако верно и то, что ни один человек не может сегодня сам изготовить медный

провод без помощи шахтеров, плавильщиков и волочильщиков. Подобно тому как человек может теперь просто заказать кусок медного провода, не обязательно зная, как его изготавливают, так, возможно, физик будущего сможет планировать свои эксперименты и заказывать многоцелевую машину, способную осуществить и проанализировать то, что им задумано. В настоящее время разрабатываются системы, подобные показанной на фиг. 297, где физик, сидя за рабочим столом, сможет с помощью телетайпа включать ускоритель, заказывать частицы и программировать свои эксперименты.

52

ЧТО УДЕРЖИВАЕТ ЧАСТИЦЫ ЯДРА ВМЕСТЕ

Во многих атомных явлениях ядро можно было считать массивной заряженной частицей; рассматривать внутреннее строение ядра в этих случаях практически не имело смысла. Однако, когда стало ясно, что ядра могут делиться или превращаться в другие ядра, т. е. ядра следует рассматривать как связанные системы протонов и нейтронов (ядро водорода — один протон, ядро гелия — два протона и два нейтрона и т. д.), настойчиво возникал один и тот же вопрос, уклоняться от которого становилось все труднее и труднее: что же удерживает частицы ядра вместе, так что их комбинация ведет себя как единое целое?

Хотя сфера ядерных явлений далека от области планетарных движений и даже от сферы атомных явлений, можно считать разумной попытку понять устойчивость ядер, вводя какие-то новые силы, значительно превышающие по величине все известные к тому времени силы. Из известных уже сил кулоновские силы, действующие внутри ядра, были не притягивающими, а отталкивающими, гравитационные силы были слишком слабыми, а незадолго до того открытые силы, связанные с β -распадом, оказались по оценкам вероятности β -распада примерно в 10^{11} раз слабее электромагнитных сил.

Следовательно, говоря на языке классической физики, необходимо было ввести какие-то новые силы, способные удерживать нуклоны (протоны и нейтроны) вместе. Юкава писал:

«Недавно Ферми рассмотрел задачу β -распада, основываясь на гипотезе существования «нейтрино». Согласно его теории, нейтрон и протон могут взаимодействовать друг с другом, излучая и поглощая пару из нейтрино и электрона. К сожалению, вычисленная в таком предположении энергия связи оказалась слишком малой, чтобы объяснить наблюдаемые энергии связи нейтронов и протонов внутри ядра.

Этот дефект можно устранить, видоизменив теорию Гейзенберга и Ферми следующим естественным образом. Переход тяжелой частицы из нейтронного состояния в протонное состояние не всегда сопровождается излучением легких частиц — нейтрино и электрона, а может иногда сопровождаться излучением другой тяжелой частицы¹⁾, уносящей энергию, освобождающуюся при таком переходе... Если вероятность последнего процесса значительно превышает вероятность первого, то взаимодействие между нейтроном и протоном будет намного сильнее, чем в теории Ферми, в то время как вероятность излучения легких частиц останется практически неизменной.

Такое взаимодействие между элементарными частицами можно описать с помощью силового поля подобно тому, как взаимодействие между заряженными частицами описывается с помощью электромагнитного поля. Из приведенных выше рассуждений следует, что взаимодействие тяжелых частиц с этим полем значительно сильнее, чем взаимодействие с ним легких частиц. В квантовой теории этому полю должен соответствовать новый вид квантов (электромагнитному полю соответствуют фотоны). В этой статье будет кратко обсуждена возможная природа этого поля и сопутствующих ему квантов в проблеме строения ядра» [1].

Идея, высказанная Юкавой в этой статье (эту идею из-за математических трудностей так и не удалось довести до логического конца), стала с тех пор доминирующей в ядерной физике и в физике элементарных частиц. Ядерные силы должны быть очень большими; они намного превышают электрические силы расталкивания, действующие между протонами, так что ядра оказываются относительно устойчивыми системами. Вместе с тем ядерные силы должны иметь очень короткий радиус действия. Действительно, все детали атомных и молекулярных явлений можно успешно объяснить, учитывая лишь электромагнитные силы. Из опытов же по рассеянию протонов на протонах (скажем, на ядрах водорода) следует, что ядерные силы, будучи большими по величине, действуют на очень малом расстоянии.

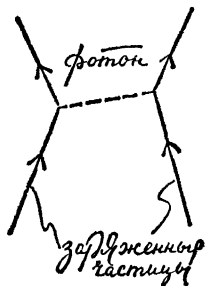
Юкава предположил, что эта новая сила возникает при обмене тяжелым квантом между двумя нуклонами подобно тому, как при обмене фотоном появляется электромагнитная сила (фиг. 298). С точки зрения квантовой теории поля сила, действующая между двумя заряженными частицами, обусловлена обменом фотоном. Величина этой силы определяется величиной постоянной связи в каждой из вершин диаграммы:

$$\sqrt{\frac{e^2}{\hbar c}} \approx \sqrt{\frac{1}{137}}. \quad (52.1)$$

¹⁾ Названной позднее мезоном.

По аналогии с этим Юкава предположил, что между любыми двумя нуклонами (нейтрон — нейтрон, нейтрон — протон или протон — протон) может происходить обмен квантом, сходным в некотором смысле с фотоном, но обладающим ненулевой массой (фиг. 299).

Массу тяжелого кванта можно оценить по предполагаемой величине радиуса действия силы. Точное соотношение между этими величинами можно получить в результате длительных и сложных расчетов.



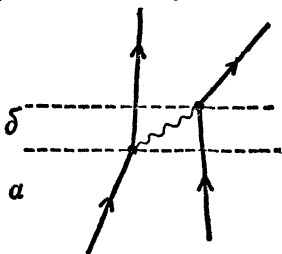
Ф и г. 298.



Ф и г. 299.

Однако грубо оценить массу можно с помощью принципа неопределенности, демонстрируя еще раз, как много соотношений в квантовой теории можно получить довольно простым способом, не прибегая к сложным вычислениям.

Рассуждения при этом таковы. Если в начальном состоянии имеются два нуклона (покоящиеся, например, друг относительно друга), то они не могут перейти в состояние с двумя нуклонами и одним мезоном так, чтобы энергия при этом сохранялась. Тогда, согласно принятому нами способу описания, можно сказать, что в таком состоянии



Ф и г. 300. Неопределенность энергии двухнуклонной системы равна как минимум энергии тяжелого кванта, поскольку система может находиться как в состоянии *а* с двумя нуклонами, так и в состоянии *б* с двумя нуклонами и одним тяжелым квантом.

(виртуальном состоянии, где не выполняется закон сохранения энергии) энергия системы является неопределенной величиной. Время жизни виртуального состояния можно оценить, используя соотношение неопределенностей:

$$\Delta E \cdot \Delta t \approx h, \quad (52.2)$$

Если два нуклона обмениваются тяжелым квантом, то неопределенность их энергии по меньшей мере такая же, как энергия этого кванта, поскольку рассматриваемая система может состоять либо из двух нуклонов, либо из двух нуклонов и одного тяжелого кванта (фиг. 300).

(Может, конечно, происходить обмен и двумя квантами, однако получающийся при этом радиус действия сил оказывается еще короче, чем при обмене одним квантом.)

Энергия тяжелого кванта равна его кинетической энергии, которая может меняться от нуля до любой величины, плюс его энергия покоя m_0c^2 , поэтому минимальное возможное значение энергии равно m_0c^2 ; отсюда время жизни виртуального состояния

$$\Delta t \approx \frac{h}{m_0c^2}. \quad (52.3)$$

Какое расстояние может пройти тяжелый квант за это время? Допустим, что он движется со скоростью света (быстрее двигаться он не может). Тогда за время Δt он пройдет путь

$$R \approx c\Delta t = \frac{h}{m_0c}, \quad (52.4)$$

что и является оценкой радиуса действия силы, возникающей при обмене тяжелым квантом.

В случае фотона, масса покоя которого равна нулю, полученное выражение дает бесконечно большое значение радиуса действия. Это означает, что сила, возникающая между заряженными частицами при обмене фотоном (кулоновская сила), чувствуется на любом расстоянии или, точнее, проявляется на макроскопических расстояниях.

Пользуясь полученным соотношением и оценками радиуса действия новой силы, вычисленными, например, на основе данных экспериментов по рассеянию нуклонов, можно определить массу тяжелого кванта. Полагая, что R — порядка 10^{-12} см, получаем для массы тяжелого кванта величину, превышающую массу электрона примерно в 250 раз:

$$m_0 \approx \frac{h}{Rc} \approx \frac{6,6 \cdot 10^{-27}}{10^{-12} \cdot 3 \cdot 10^{10}} \approx 2,2 \cdot 10^{-25} \text{ г} \approx 250m_e. \quad (52.5)$$

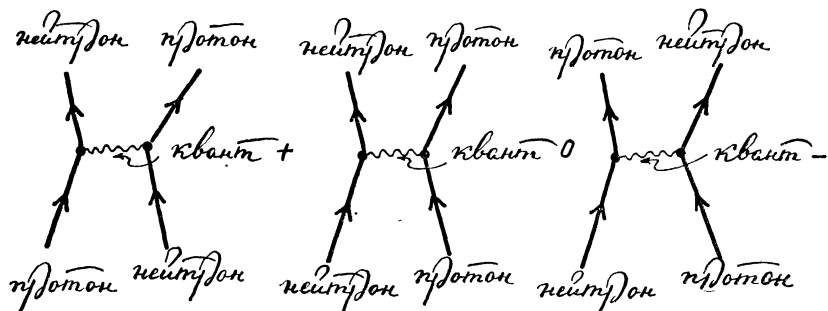
Юкава писал:

«Поскольку такой квант, обладающий большой массой и положительным или отрицательным зарядом, никогда не наблюдался на опыте, изложенная выше теория, по-видимому, неверна. Тем не менее мы можем показать, что при обычных ядерных превращениях такой квант не может излучиться во внешнее пространство» [2].

Проявляя определенную скромность, Юкава считал, что его теория, возможно, неверна, однако затем он доказал (его аргументация воспроизведена ниже), что новый тяжелый квант невозможно наблюдать в тех ядерных превращениях, которые к тому времени были известны, и что можно лишь надеяться на его обнаружение, если будут созданы подходящие условия.

В отличие от фотона новый квант может быть заряженным, так как при его поглощении или испускании протон, например, может

превратиться в нейтрон (фиг. 301). (Сравнительные экспериментальные оценки величины сил, действующих между парами частиц протон — протон, протон — нейтрон и т. д., позволили предположить наличие определенной симметрии при взаимодействии нуклонов и нового кванта. С точки зрения ядерных взаимодействий, т. е. без учета зарядов, протон и нейтрон являются двумя вырожденными состояниями одной квантовой системы — нуклона.)



Фиг. 301. Взаимодействие нуклонов при обмене заряженным или нейтральным тяжелыми квантами. В каждом графе заряд сохраняется.

Поскольку этот новый квант никогда ранее не наблюдался на опыте, можно было считать, что он не наблюдается в обычном веществе и что его время жизни очень мало. Он мог существовать в качестве виртуальной частицы, вызывающей действие ядерных сил между нуклонами; в тех случаях, когда он мог образоваться, он сразу же распадался, ускользая от наших наблюдений. Время жизни нового кванта не должно было быть очень большим, чтобы он смог служить в качестве переносчика ядерных сил. Грубо говоря, если квант сильно взаимодействует с ядерными частицами и успевает за время своей жизни пролететь от одного нуклона до другого или, для большей надежности, совершить несколько путешествий туда и обратно, то такой квант, можно считать, справился со своими обязанностями. Но время пролета кванта от одного нуклона до другого имеет порядок

$$\Delta t \approx \frac{\text{радиус действия ядерных сил}}{\text{скорость частицы}} \approx \frac{10^{-12} \text{ см}}{10^{10} \text{ см/с}} \approx 10^{-22} \text{ с} \quad (52.6)$$

(делая эту оценку, мы положили, что скорость частицы равна одной трети скорости света).

Сейчас известно, что время жизни частицы Юкавы, обнаруженной позднее (она будет описана ниже), порядка одной стомиллионной доли секунды. Хотя эта величина и мала в обычных масштабах, для ядерных взаимодействий она более чем достаточна, и новый квант можно считать очень долго живущей частицей, так как за время своей жизни он успевает совершить более триллиона путешествий от одного нуклона к другому.

В ядерных превращениях, известных до работы Юкавы, таких как α - или β -распады, сопровождающие естественный радиоактивный распад урана, энергия ядра изменяется на величину порядка нескольких МэВ. Однако энергия покоя нового кванта, обладающего массой, в 250 раз превышающей массу электрона, должна быть порядка 125 МэВ. Именно такую энергию следует сообщить системе нуклон — нуклон, чтобы выбить из нее тяжелый квант. На этом основании Юкава заключил, что при обычных ядерных превращениях, наблюдавшихся до того времени, энергия была слишком малой, чтобы образовался новый квант.

Однако эти новые частицы могли возникать при столкновениях высокоэнергичных частиц, таких как частицы космического излучения, приходящие в земную атмосферу, или ядерные частицы, искусственно ускоренные в машинах, специально созданных (немного позднее) для этих целей.

В заключение Юкава писал:

«Взаимодействия элементарных частиц описываются при помощи гипотетического кванта, обладающего элементарным зарядом и соответствующей массой... Чтобы объяснить сильное взаимодействие между нейтроном и протоном, следует допустить, что взаимодействие между этим квантом и тяжелой частицей значительно сильнее, чем взаимодействие между ним и легкой частицей...

Такие кванты, если они вообще существуют, приблизившись достаточно близко к веществу, поглотились бы им и передали бы ему свой заряд и энергию...

Тяжелые кванты могут также играть определенную роль в ливневых процессах, вызванных космическими лучами...» [3].

Почти в то же самое время Андерсон и Неддермайер интенсивно изучали заряженные частицы космического излучения (об этой работе Юкава не знал). Они обнаружили, что существуют какие-то новые положительные и отрицательные частицы, масса которых является промежуточной между массами электрона и протона; трудно было не сомневаться и не заключить, что они-то и есть частицы, предсказанные Юкавой и объясняющие природу ядерных сил. В письме к Милликену Нильс Бор писал в 1938 г.:

«История открытия этих частиц, безусловно, замечательна, и осторожность, которую я высказал во время дискуссий, проходивших в Пасадене в те забываемые дни позапрошлой весной, диктовалась лишь сознанием тех важных следствий работы Андерсона, которые неизбежны, если доказательство существования новых частиц окажется действительно убедительным. Сейчас я не знаю, что восхищает меня больше — изобретательность и прозорливость Юкавы или упорство, с которым группа в вашем институте выслеживает малейшие признаки новых явлений» [4].

Однако дальше события развивались не так гладко; исследования взаимодействия этих ядерных частиц привели к весьма неожиданным результатам. В 1947 г. Конверси, Панчини и Пицциони опубликовали результаты опыта по изучению взаимодействия космических частиц, обладающих промежуточной массой, с атомными ядрами. Эти результаты, как подчеркивали Ферми, Теллер и Вайскопф, свидетельствовали о том, что взаимодействие этих частиц с ядрами вместо того, чтобы быть сильным, как было бы, если бы эти частицы переносили ядерные силы, оказалось чрезвычайно слабым, примерно в сто миллиардов раз слабее электромагнитного взаимодействия.

Эти результаты вызвали непродолжительный кризис, после которого произошла вспышка теоретической активности. В частности, Саката, Иноуэ, Бете и Маршак предположили, что наблюдавшиеся частицы с промежуточной массой действительно мезоны, но это не те частицы, о которых говорил Юкава. По-видимому, частиц с промежуточной массой много (во всяком случае, имеется более чем одна разновидность таких частиц), поэтому поспешный вывод о том, что любая частица с промежуточной массой является частицей Юкавы, является ошибочным. Как ни странно, но это предположение оказалось верным. Наблюдавшаяся частица с промежуточной массой, названная позднее μ -мезоном (теперь ее называют не мезоном, а мюоном или лептоном), отнюдь не была сильно взаимодействующей частицей Юкавы, она оказалась ее дочерней частицей, т. е. продуктом ее распада.

Примерно в то же самое время Пауэлл и его коллеги в Бристоле, изучая элементарные взаимодействия в ядерных фотоэмульсиях, обнаружили два удивительных события, изображенных на фото 20. Используя методы, описанные в предыдущей главе (основанные на исследовании плотности ионизации, скорости ее изменения и отклонений треков от прямых линий), они заключили из левой фотографии на фото 20, что частица вошла слева внизу, замедлилась и остановилась в правом нижнем углу, где распалась на другую заряженную частицу, ушедшую вверх и оставившую след, и еще одну или несколько нейтральных частиц, которые исчезли, не оставив следов. Исходная начальная частица была названа π -мезоном, а ее производная — μ -мезоном. Позднее, когда стали пользоваться более чувствительными фотоэмульсиями, было установлено, что μ -мезон — продукт распада π -мезона — тоже распадается. Одна из частиц, на которые распадается μ -мезон, оказалась электроном (фото 21).

Теперь известно, что массы π - и μ -мезонов равны соответственно 273 и 207 массам электрона. Установлено, что именно π -мезон является частицей Юкавы. Путь, пройденный π -мезоном в веществе до того, как он сильно провзаимодействует с ядром, относительно мал, особенно если сравнить его с теми огромными расстояниями, которые проходят дочерние частицы, т. е. μ -мезоны, в обычном веществе, не испытывая сильных ядерных взаимодействий (μ -мезоны были обнаружены, например, глубоко под землей — в шахтах и туннелях метро).

Все взаимодействия μ -мезона обусловлены почти целиком только тем, что он обладает зарядом.

Сейчас установлено, что весь процесс происходит следующим образом. Если, например, исходной частицей является положительно заряженный π^+ -мезон, то сначала π -мезон распадается на μ -мезон и нейтрино:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad (52.7)$$

а затем происходит распад:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (52.8)$$

(μ -мезон распадается на позитрон + нейтрино + антинейтрино). Смысл этих выражений (напоминающих скорее формулы химических процессов, чем уравнения) состоит в том, что определенная комбинация свойств, известная как π -мезон, разлагается на комбинацию свойств, приписываемых μ -мезону, и набор свойств, известный под названием нейтрино. Сам μ -мезон снова распадается на положительный электрон, нейтрино и антинейтрино. Поскольку следы оставляют лишь заряженные частицы, наличие незаряженных частиц, таких как нейтрино, устанавливается из баланса энергии и импульса и других сохраняющихся величин в каждом акте распада. Например, из фотографий, на которых зафиксирован распад π -мезона на μ -мезон, можно сделать вывод, что в сторону, противоположную направлению движения μ -мезона, должна вылетать незаряженная частица, иначе импульс в этом распаде не сохранился бы.

Мы видим, что движение этих частиц (пока они живут) не отличается от движения других уже известных частиц, скажем электронов или протонов. Интерес представляют только их внутренние свойства, изучением которых и занята физика элементарных частиц. Она пытается ответить на следующие вопросы: какие именно комбинации свойств, отвечающих тем или иным квантам, могут существовать в нашем мире? Как долго они живут? С чем они взаимодействуют? И во что они превращаются?

53

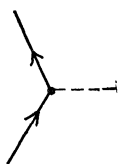
СТРАННЫЕ ЧАСТИЦЫ

После открытия π -мезона список известных частиц можно было представить так, как показано в табл. 6. Могло бы показаться, что достигнута наконец полная унификация. Силы, действующие между заряженными частицами, можно было описывать, рассматривая фундаментальную вершину заряженная частица — фотон (фиг. 302) и

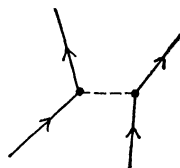
Таблица 6

Бозоны, спин 0	Фермионы, спин $1/2$	Бозоны, спин 1	Антифермионы, спин $1/2$	
π-мезон ($+0-$) ↑ масса (не в масштабе)	протон (+) нейтрон (0) мюон (-) электрон (-) нейтрино (0) леп- тоны	фотон (0)	антипротон (-)? антинейтрон (0)? антимюон (+) антиэлектрон (позитрон) (+) антинейт- рино (0)? антилеп- тоны	Тяжелые частицы Легкие частицы

обмен фотоном, изображенный на фиг. 303. Отсюда следовала вся электродинамика, выводы которой находились в прекрасном согласии с данными опытов. Силы же, действующие между ядерными частицами



Ф и г. 302.

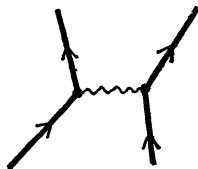


Ф и г. 303.

(благодаря их «ядерным зарядам»), можно было бы понять, согласно предположению Юкавы, вводя фундаментальную вершину ядерная частица — мезон (фиг. 304) и обмен мезоном между ядерными частицами (фиг. 305). Мезоны достаточно массивны, чтобы ядерные силы



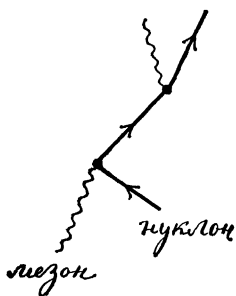
Ф и г. 304.



Ф и г. 305.

были короткодействующими, а поскольку мезоны сильно взаимодействуют с нуклонами (это взаимодействие примерно в 100 раз сильнее электромагнитного взаимодействия), то и величина ядерных сил должна быть значительной; последнее подтверждалось экспериментами, которые указывали на то, что π -мезон действительно испытывает очень сильное ядерное взаимодействие.

Однако из-за того, что мезон-нуклонное взаимодействие было очень сильным, при расчетах нельзя было воспользоваться теорией возмущений, оказавшейся столь успешной в электродинамике. Расчеты

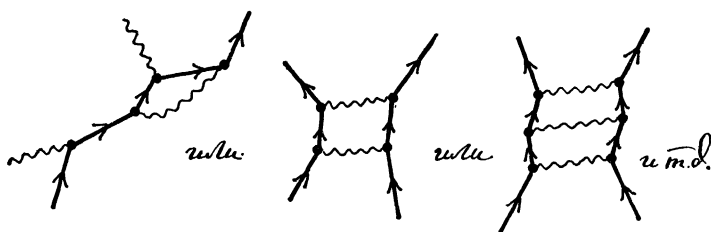


Фиг. 306.



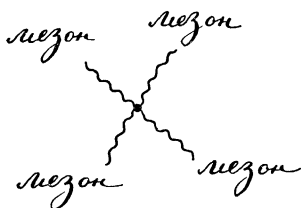
Фиг. 307.

процессов первого порядка, таких как мезон-нуклонное рассеяние (фиг. 306) и нуклон-нуклонное рассеяние (фиг. 307), давали результаты, которые даже качественно не согласовывались с экспериментом.



Фиг. 308.

Считалось возможным (и даже более — вполне разумным), что такое несовпадение объясняется несовершенством метода, так как поправки более высокого порядка (фиг. 308) сравнимы по величине с членами

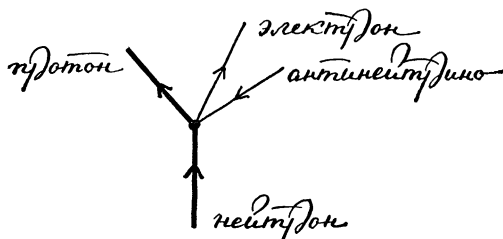


Фиг. 309.

наинизшего порядка. Кроме того, проблема перенормировки (бесконечные члены) оказалась в мезонной теории значительно более сложной. Хотя перенормировка в принципе и возможна, но для этого необходимо вводить еще одну фундаментальную вершину (мезон-мезонное взаимодействие), которой отвечает своя константа связи (фиг. 309) и которая не имеет аналога в квантовой электродинамике. Однако

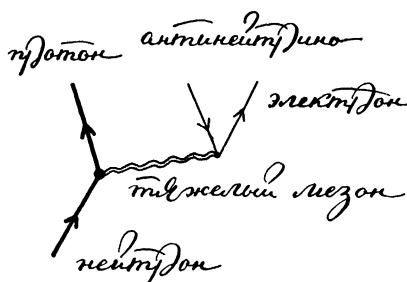
мало кто сомневался в том, что проблема все-таки состоит в нахождении нового метода вычислений, пригодного в том случае, когда связь (взаимодействие) между квантами достаточно сильна.

Процесс β -распада происходит как будто в результате иного взаимодействия, и его вершина имеет другой вид (фиг. 310). В течение некоторого времени считалось, что эта вершина состоит из нескольких вершин Юкавы (трехчастичных), соединенных линиями, которые со-



Фиг. 310.

ответствуют каким-то (неизвестным еще) тяжелым мезонам (фиг. 311). Можно было говорить (с известной долей оптимизма) о существовании между частицами взаимодействия, вызванного обменом «гравитонами», или квантами гравитационного поля со спином 2, как это предлагает



Фиг. 311.

квантовая теория гравитации. Однако эта теория разработана несравненно хуже, чем ее классический предел (теория Ньютона или теория Эйнштейна).

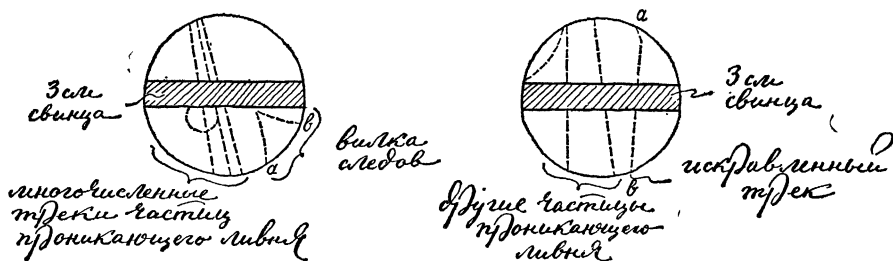
Таким образом, все известные взаимодействия разбивались на четыре класса (табл. 7). С точки зрения этой схемы находило то или иное оправдание существование всех частиц. Полное число частиц было невелико, и никто не возражал, что их можно считать элементарными.

(Мюон, правда, всегда казался своего рода «бесплатным приложением». Такое положение сохранилось, по-видимому, до сих пор; пока что не удалось объяснить нужду в его существовании.)

Таблица 7

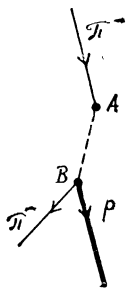
Взаимодействие	Относительная величина силы взаимодействия
Сильное (ядерное)	1
Электромагнитное	10^{-2}
Слабое (β -распад)	10^{-13}
Гравитационное	10^{-38}

Однако надежда, что все элементарные частицы уже известны, рассеялась в течение пятидесятих годов, когда одна за другой были открыты новые частицы, обладавшие разнообразными свойствами. Уже в 1944 г. Лепринс-Ринге в Париже наблюдал треки, которые нелегко было приписать уже известным частицам. В 1947 г. в Манчестере Рочестер и Батлер обнаружили среди фотографий, снятых в камере Вильсона, две изображенных на фото 22 (фиг. 312). Сначала из-за



Фиг. 312. Схемы процессов, приведенных на фото 22.

характерной V-образной формы треков эти новые частицы были названы V-частицами. Однако вскоре стало ясно, что эти частицы могут обладать различными по знаку зарядами (+, —, 0), различными массами и что некоторые из них мезонного типа, а другие нуклонного типа¹⁾.



Фиг. 313.

Такие наблюдения не были единичными. Вскоре были обнаружены другие новые частицы, причем в таком количестве, что стало очевидным, что при достаточно больших энергиях бомбардирующих частиц появление этих частиц — скорее правило, чем исключение. По количеству таких событий можно было заключить, что они происходят благодаря

взаимодействию примерно такой же силы, как и сильное (мезон-нуклонное) взаимодействие. В типичном событии такого рода (фиг. 313) налетающий π^- -мезон исчезает в точке A. Треки двух частиц, возникающих в точке B, отождествляются с π^- -мезоном и протоном, общая масса которых равна 1078 МэВ. Промежуток между A и B, который было естественно приписать пролету нейтральной частицы, не удалось отождествить ни с одной из известных тогда частиц. Далее, время жизни этой невидимки оказалось порядка 10^{-10} с. (Ее скорость можно

¹⁾ Первая V-частица нуклонного типа была вскоре названа Λ^0 (ее спин $1/2$, масса 1115 МэВ). Первые V-частицы мезонного типа называются теперь K-мезонами, причем иногда их называют еще по старой памяти θ - и τ -частицами.

было определить из анализа других треков. Тогда продолжительность ее жизни вычислялась по измеренному пути, пройденному частицей до распада:

$$\frac{\text{расстояние между } A \text{ и } B}{\text{скорость}} \approx \text{время жизни.})$$

Чтобы частицу можно было заметить в камере Вильсона, она должна оставить в ней достаточно длинный след, скажем в 0,1 см. Если пренебречь релятивистским замедлением времени и считать, что скорость частицы не может превышать скорости света, то можно заключить, что в камере Вильсона можно обнаружить лишь те частицы, времена жизни которых порядка 10^{-11} с или больше. При учете релятивистских эффектов

$$t = \frac{t_0}{\sqrt{1-v^2/c^2}}. \quad (53.1)$$

Но

$$E = \sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2} = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}}. \quad (53.2)$$

При энергии 10 ГэВ частица с массой покоя 0,1 ГэВ (масса π -мезона равна 0,140 ГэВ) обладает скоростью, удовлетворяющей соотношению

$$10 \text{ ГэВ} \approx \frac{0,1 \text{ ГэВ}}{\sqrt{1-v^2/c^2}}, \quad (53.3)$$

так что

$$\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}} \approx \frac{1}{100} \quad (53.4)$$

и

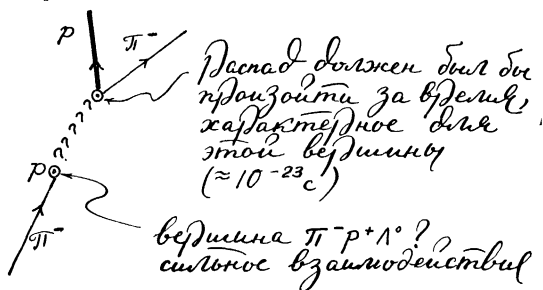
$$t \approx 100 t_0. \quad (53.5)$$

Поэтому даже с учетом замедления времени нельзя надеяться обнаружить треки частиц (с доступными сейчас в лаборатории энергиями порядка 30 ГэВ), времена жизни которых меньше 10^{-13} с.

Распады ядерных частиц на другие частицы должны происходить за времена порядка 10^{-23} с, если они обусловлены сильными (ядерными) взаимодействиями. [Точное значение времени жизни зависит от многих факторов. Однако сейчас считается общепризнанным утверждение, что ядерная частица, живущая 10^{-10} с, распадается не в результате сильного взаимодействия (вряд ли какие-нибудь факторы способны объяснить различие между 10^{-23} с и 10^{-10} с). Если бы такое событие было одиночным, то получающееся длительное время жизни можно было бы приписать случайности; однако такие события наблюдаются сплошь и рядом.] Поведение этих новых объектов (их частое появление и длительное время жизни) выглядит весьма странным. Это

слово прижилось, и теперь мы имеем странные частицы и новое квантовое число, характеризующее странность.

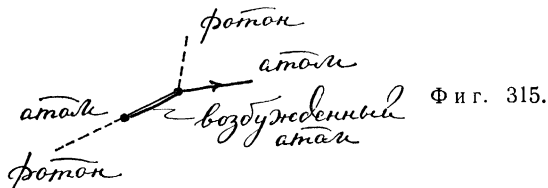
Почему, например, Λ^0 -частица, возникающая при ядерных взаимодействиях, не распадается точно таким же образом (и не живет при



Фиг. 314.

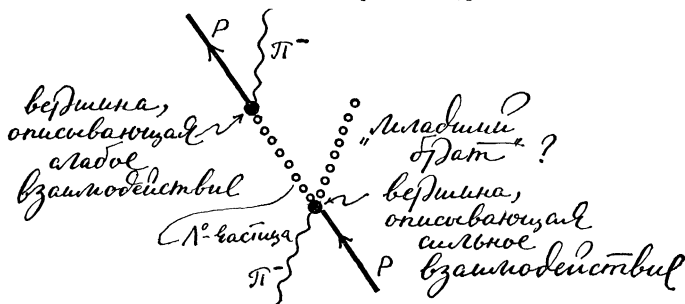
этом всего 10^{-23} с, т. е. недостаточно долго, чтобы оставить сантиметровый след, фиг. 314)?

Ведь в процессе фотон+атом→возбужденный атом→фотон+атом (фиг. 315) как возбуждение атома, так и его распад характеризуются



одной и той же константой связи $e^2/\hbar c \approx 1/137$.

Паис и Намбу первыми предположили, что Λ^0 -частица рождается не одна, а вместе со своим «младшим братом» (фиг. 316). Рождение (сум-



Фиг. 316.

марное) происходит как сильное взаимодействие, но разделенное на две части; распад же осуществляется как слабое взаимодействие. Так возникла идея ассоциативного рождения, которая потребовала введения нового квантового числа, характеризующего эти частицы. Это предположение подтвердилось, когда вскоре обнаружили, что рождение Λ^0 -частицы всегда сопровождается появлением еще одной новой и не менее странной частицы (фото 23, фиг. 317).

Теперь можно было выдвинуть следующее предположение. Представим, что при сильных взаимодействиях сохраняется какая-то новая величина (обозначим ее через S). Значение S для Λ^0 -частицы равно -1 , для ее «младшего брата» $+1$, а для всех «обычных» частиц — π -мезонов или нуклонов — ее значение равно нулю. Тогда взаимодействие

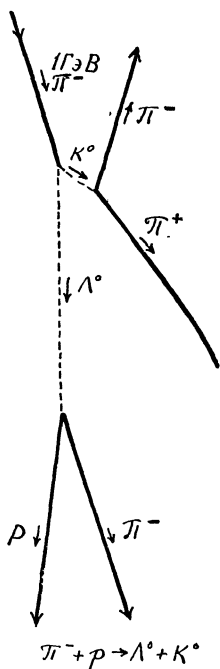
$$\left. \begin{array}{l} \pi^- + p^+ \rightarrow \Lambda^0 + \text{«младший брат»} \\ S: 0 \quad 0 \quad -1 \quad +1 \\ \text{суммарное } S=0 \quad \text{суммарное } S=0 \end{array} \right\} \quad (53.6)$$

должно быть сильным, так как здесь величина S сохраняется [$S=0$ для (π, p) и для $(\Lambda^0, \text{«младший брат»})$]. В то же время взаимодействие

$$\left. \begin{array}{l} \Lambda^0 \rightarrow \pi^- + p^+ \\ S: -1 \quad 0 \quad 0 \\ \text{суммарное } S=-1 \quad \text{суммарное } S=0 \end{array} \right\} \quad (53.7)$$

не может быть сильным, так как величина S в нем не остается неизменной.

Если предположить, что при сильных (ядерных) взаимодействиях S сохраняется, а при слабых взаимодействиях (распадах) не сохраняется (симметрия слабых взаимодействий отличается от симметрии сильных взаимодействий), то можно понять быстрое рождение таких частиц и их медленный распад. Это новое квантовое число (называемое



Фиг. 317. Расшифровка события на фото 23.

странный) связано, согласно теории Гелл-Манна и Нишижимы, с зарядовыми свойствами новых частиц, о чем будет говориться в следующей главе.

Открытие некоторых элементарных частиц [2]

Частица	Источник	Основа измерений	Прибор для регистрации
Электрон e^- Позитрон e^+ Мюоны $\begin{cases} \mu^+ \\ \mu^- \end{cases}$	Разрядная трубка Космические лучи Космические лучи	Отношение e/m Отношение e/m Отсутствие радиационных потерь при прохождении через Pb; распадаются в покое	Флуоресцирующий экран Камера Вильсона Камера Вильсона
π^+ π^- π^0 л-мезоны	Космические лучи Космические лучи Ускоритель	Распад $\pi \rightarrow \mu$ в покое Ядерное взаимодействие в покое Распадается на γ -лучи	Ядерная эмульсия Ядерная эмульсия Счетчики
К-мезоны $\begin{cases} K^+ \\ K^- \end{cases}$ (первые V-частицы) Нейтрон n	Космические лучи Космические лучи Космические лучи Смесь полония и бериллия	$K_{\text{вз}}$ -распад Ядерное взаимодействие в покое Распад на $\pi^+ + \pi^-$ в полете Измерение массы при упругих столкновениях	Ядерная эмульсия Ядерная эмульсия Камера Вильсона Ионизационная камера
Антипротон $\bar{p}$	Ускоритель	Измерение e/m и наблюдение аннигиляции	Счетчики
Антинейтрон $\bar{n}$	Ускоритель	Наблюдение аннигиляции	Счетчики
Первая ядерная частица Λ^0	Космические лучи	Распад на $p^+ + \pi^-$ в полете	Камера Вильсона
Антилямбда $\bar{\Lambda}^0$	Ускоритель	Распад на $\bar{p} + \pi^+$ в полете	Ядерная эмульсия
Некоторые другие гипероны	Космические лучи	Распад в покое	Ядерная эмульсия
	Ускоритель	Распад на $\pi^- + p$ в полете	Диффузионная камера
	Ускоритель	Распад на $\Lambda^0 + \gamma$ в полете	Пузырьковая камера
	Космические лучи	Распад на $\pi^- + \Lambda^0$ в полете	Камера Вильсона
	Ускоритель	Распад на $\pi^0 + \Lambda^0$ в полете	Пузырьковая камера

54

ЗАРЯД, ИЗОТОПИЧЕСКИЙ СПИН И СТРАННОСТЬ

Давно уже было высказано предположение, что протон и нейтрон, которые обладают близкими массами, одинаковыми спинами и сходным характером взаимодействия, являются, возможно, двумя состояниями одной и той же частицы, различающимися между собой лишь электрическим зарядом. Гейзенберг выдвинул гипотезу, согласно которой эти два состояния соответствуют двум проекциям внутреннего (изотопического) спина (сходного с обычным спином, но не связанного с пространством-временем). Квантовое число изотопического спина нуклона равно

$$T = \frac{1}{2},$$

причем

$$T_z \text{ (z-компонента)} = \begin{cases} \frac{1}{2} & \text{для протона,} \\ -\frac{1}{2} & \text{для нейтрона.} \end{cases} \quad (54.1)$$

[Здесь наблюдается полная аналогия между изотопическим и обычным спином, или угловым моментом. Так, если спиновое квантовое число равно $\frac{1}{2}$, то его z -компоненты тоже равны $\pm \frac{1}{2}$. Обычный спин интерпретируется как собственный угловой момент (происхождение которого неизвестно), и поэтому его поведение можно связать с динамикой обычного углового момента. Формально введение изотопического спина приводит к удвоению уровней и вырождению, связанному с симметрией двух направлений T_z , однако сколько-нибудь четкая интерпретация этого нового квантового числа пока отсутствует.]

В случае протона и нейтрона электрический заряд выражается через T_z с помощью зарядового квантового числа Q :

$$Q = T_z + \frac{1}{2} = \begin{cases} 1 & \text{для протона,} \\ 0 & \text{для нейтрона;} \end{cases} \quad (54.2)$$

$$\text{заряд} = eQ = \begin{cases} e & \text{для протона,} \\ 0 & \text{для нейтрона,} \end{cases}$$

так что вместо этих двух частиц можно рассматривать одну частицу, способную находиться в двух различных состояниях¹⁾ (фиг. 318).

¹⁾ Если магнитное поле отсутствует, состояния, различающиеся значениями проекции спина, обладают одинаковой энергией; при включении поля вырождение снимается и уровни расходятся. Аналогичным образом два состояния с одинаковыми значениями изотопического спина (например, протон и нейтрон) обладают одинаковыми энергиями (массами), если электромагнитное взаимодействие отсутствует. Наблюдаемое различие в массах протона и нейтрона приписывается влиянию электромагнитного взаимодействия.

Эту простую классификацию можно распространить и на π -мезоны, приписав им квантовое число изотопического спина, равное 1:

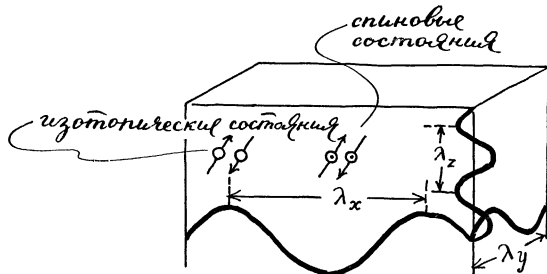
$$T_z = \begin{cases} 1 & \pi^+, \\ 0 & \pi^0, \\ -1 & \pi^-, \end{cases} \quad (54.3)$$

$$Q = T_z.$$

Связь между зарядовым квантовым числом и z -компонентой изотопического спина имеет вид

$$Q = \begin{cases} T_z + \frac{1}{2} & \text{для нуклона,} \\ T_z & \text{для мезона.} \end{cases} \quad (54.4)$$

Постоянная в этой формуле ($\frac{1}{2}$ для нуклона и 0 для мезона) выглядит как «бесплатное приложение».



Ф и г. 318. Нуклон, заключенный в кубическом сосуде, описывается волновой функцией, которая характеризуется тремя длинами волн де Бройля λ_x , λ_y и λ_z . Спинное квантовое число $m_s = \pm \frac{1}{2}$. Когда $T_z = +\frac{1}{2}$, зарядовое квантовое число нуклона $Q = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} = 1$ и нуклон является протоном; когда же $T_z = -\frac{1}{2}$, $Q = -\frac{1}{2} + \frac{1}{2} = 0$, он является нейтроном.

После открытия Λ^0 -частицы многие ожидали, что она, как и нуклон, будет зарядовым дублетом (изотопическое квантовое число равно $\frac{1}{2}$) и что вскоре будет обнаружен ее положительно заряженный двойник. В противовес этому Гелл-Манн и Нишижима предположили, что Λ^0 -частица является изотопическим синглетом. В этом случае ее изотопический спин равен нулю и

$$Q = T_z + 0 = 0. \quad (54.5)$$

На этом пути им удалось ввести новое квантовое число — странность. Для нуклонов

$$Q = T_z + \frac{1}{2}, \quad (54.6)$$

а для Λ^0 -частицы

$$Q = T_z + 0. \quad (54.7)$$

Гелл-Манн и Нишижима предположили, что дополнительная постоянная в выражениях, связывающих z -компоненту изотопического

спина и зарядовое квантовое число, сама является новым квантовым числом $Y/2$ (гиперзаряд, деленный пополам), которое определяется¹⁾ через два квантовых числа — «странность» S и «квантовое число тяжелых частиц» B (или так называемое «барионное число»):

$$\left. \begin{aligned} Q &= T_z + \frac{Y}{2}, \\ Y &= S + B. \end{aligned} \right\} \quad (54.8)$$

Квантовое число, характеризующее странность (S), просто выражается через гиперзарядовое квантовое число (Y), которым легче пользоваться:

$$\left. \begin{aligned} \text{гиперзаряд} &= \text{странность} + \text{барионное число}, \\ Y &= S + B. \end{aligned} \right\} \quad (54.9)$$

Барионное число равно 0 для мезонов и лептонов (электроны, мюоны и нейтрино), 1 для нуклонов и гиперонов и -1 для антинуклонов и антигиперонов. Поэтому в случае мезонов

$$Y = S, \quad (54.10)$$

в случае нуклонов и гиперонов (тяжелых нуклонов)

$$Y = S + 1 \quad (54.11)$$

и в случае антинуклонов и антигиперонов

$$Y = S - 1. \quad (54.12)$$

Во всех случаях

$$\begin{aligned} \text{зарядовое квантовое число} &= z\text{-компонента изотопического} \\ &\text{спина} + \frac{1}{2} \text{ гиперзаряда,} \end{aligned} \quad (54.13)$$

$$Q = T_z + \frac{Y}{2}. \quad (54.14)$$

Теперь можно было предположить, что гиперзаряд (или странность) сохраняется при сильных и электромагнитных взаимодействиях, но не сохраняется при слабых взаимодействиях (распадах), так что процессы, в которых сохраняется странность или гиперзаряд, такие, как

$$\begin{array}{ccccccc} \pi^- & + & p^+ & \rightarrow & \Lambda^0 & + & \text{«младший брат»}, \\ Y=0 & & Y=1 & & Y=0 & & Y=1, \\ S=0 & & S=0 & & S=-1 & & S=1 \end{array} \quad (54.15)$$

¹⁾ Различные квантовые числа Q , S , Y , T_z , ... — безразмерные числа, которые можно складывать. Чтобы найти, например, заряд, нужно умножить зарядовое квантовое число Q на единицу заряда: заряд $= eQ$ эл.-ст. ед.

протекают очень быстро вследствие сильного взаимодействия¹⁾, в то время как процессы, в которых гиперзаряд не сохраняется, например

$$\left. \begin{array}{l} \Lambda^0 \rightarrow \pi^- + p^+, \\ Y=0 \quad Y=0 \quad Y=1, \end{array} \right\} \quad (54.16)$$

происходят в 10^{13} раз медленнее, так как они обусловлены слабым (распадным) взаимодействием (время жизни Λ^0 -частицы порядка 10^{-10} с)²⁾.

Со времени первого наблюдения Λ^0 -частицы было открыто множество новых частиц (бозонов со спинами 0 и 1 и фермионов со спинами $1/2$, $3/2$ и больше), времена жизни которых варьируют от 10^{-8} с до менее чем 10^{-20} с. Одно из главных «достижений» состояло в присвоении этим частицам наименований. Некоторые из них перечислены в табл. 9 (взята из [1]). Всем новым частицам, открытым к настоящему времени, удалось приписать определенные значения странности (величина изотопического спина частиц определяется по типу зарядового мультиплетта, который они образуют), согласующиеся со скоростями их рождения и распада и другими свойствами частиц.

Рассмотрим в качестве примера три Σ -частицы — Σ^- , Σ^0 и Σ^+ , — которые относятся к классу барионов³⁾. Так как в данном случае имеются три зарядовых состояния, то эти частицы образуют изотопический триплет, изотопический спин которого равен 1 (число вырожденных уровней равно $2T+1$). Можно показать, что гиперзаряд этих частиц равен нулю. Возможные нуклонные распады Σ -частиц можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \Sigma^- &\rightarrow \pi^- + p^0, \\ \Sigma^0 &\rightarrow \begin{cases} \pi^0 + p^0, \\ \pi^- + p^+, \end{cases} \\ \Sigma^+ &\rightarrow \begin{cases} \pi^+ + p^0, \\ \pi^0 + p^+. \end{cases} \end{aligned} \quad (54.17)$$

Во всех этих распадах гиперзаряд слева равен нулю, а справа — единице, так как гиперзаряд π -мезона — нуль, а нуклона — единица. Значит, все эти распады должны происходить в результате слабых

¹⁾ Такой процесс, как $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + p^0$ (если он возможен энергетически), будет происходить в результате слабого взаимодействия, однако вероятность его осуществления пренебрежимо мала по сравнению с вероятностью процесса (54.15).

²⁾ Идея состоит в том, что начальный и конечный гиперзаряды или странности, как энергия и импульс, считаются равными (сохраняются). Так, при двухчастичном взаимодействии закон сохранения энергии можно записать в виде

$$E_1 + E_2 = E'_1 + E'_2,$$

а закон сохранения гиперзаряда — в виде

$$Y_1 + Y_2 = Y'_1 + Y'_2.$$

³⁾ Барионы — это все тяжелые частицы: протоны, нейтроны и другие более тяжелые частицы; барионное число у этих частиц равно 1. Нуклонами являются протоны и нейтроны; гипероны — это остальные барионы за вычетом нуклонов. Следовательно, барионы = нуклоны + гипероны.

Таблица 9

Частица	За- ряд ^{а)}	Масса, МэВ ^{б)}	Спин ^{в)}	Странность	Гиперзаряд	Среднее вре- мя жизни, с	Обычные продукты распада	Античастица ^{г)}
Барьоны								
Ξ^- (кси-минус)	-e	1319	$\frac{1}{2}$	-2	-1	$2 \cdot 10^{-10}$	$\pi^- + \Lambda^0$	Ξ^+ (антикси-плюс)
Ξ^0 (кси-нуль)	0	~ 1311	$\frac{1}{2}$	-2	-1	$\sim 2 \cdot 10^{-10}$	$\pi^0 + \Lambda^0$	Ξ^0 (антикси-нуль)
Σ^- (сигма-минус)	-e	1196	$\frac{1}{2}$	-1	0	$1,6 \cdot 10^{-10}$	$\pi^- + p$	Σ^+ (антисигма-плюс)
Σ^0 (сигма-нуль)	0	1192	$\frac{1}{2}$	-1	0	$\sim 10^{-20}$	$\gamma + \Lambda^0$	Σ^0 (антисигма-нуль)
Σ^+ (сигма-плюс)	+e	1190	$\frac{1}{2}$	-1	0	$0,8 \cdot 10^{-10}$	$\pi^+ + n$ или $\pi^0 + p$	Σ^- (антисигма-минус)
Λ^0 (лямбда)	0	1115	$\frac{1}{2}$	-1	0	$2,5 \cdot 10^{-10}$	$\pi^+ + p$ или $\pi^0 + n$	$\bar{\Lambda}^0$ (антилямбда)
n (нейтрон)	0	940	$\frac{1}{2}$	0	+1	$1,0 \cdot 10^3$	$e^- + \bar{\nu}_e + p$	$\bar{n}$ (антинейтрон)
p (протон)	+e	938	$\frac{1}{2}$	0	+1	стабильная	—	$\bar{p}$ (антипротон)
Бозоны								
K^0 (К-нуль)	0	498	0	+1	+1	() ^{д)}	() ^{д)}	$\bar{K}^0$ (анти-К-нуль)
K^+ (К-плюс)	+e	494	0	+1	+1	$1,2 \cdot 10^{-8}$	$\left\{ \begin{array}{l} \mu^+ + \nu_\mu \\ \pi^+ + \pi^0 \end{array} \right.$ и т. д.	K^- (К-минус)
π^+ (пи-плюс)	+e	140	0	0	0	$2,6 \cdot 10^{-8}$	$\mu^+ + \nu_\mu$	π^- (пи-минус)
π^0 (пи-нуль)	0	135	0	0	0	$< 10^{-15}$	$\gamma + \gamma$	Сама же частица
γ (фотон)	0	0	1	0	0	стабильная	—	То же
Лептоны								
μ^- (мю-минус)	-e	106	$\frac{1}{2}$	Не введена	Не введен	$2,26 \cdot 10^{-6}$	$e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$	μ^+ (мю-плюс)
e ⁻ (электрон)	-e	0,511	$\frac{1}{2}$	»	»	стабильная	—	e ⁺ (позитрон)
ν_e (е-нейтрино)	0	0	$\frac{1}{2}$	»	»	»	—	$\bar{\nu}_e$ (е-антинейтрино)
ν_μ (μ-нейтрино)	0	0	$\frac{1}{2}$	»	»	»	—	$\bar{\nu}_\mu$ (μ-антинейтрино)

а) e = $4,8 \cdot 10^{-10}$ эл.-ст. ед.б) МэВ = миллион электронвольт = $1,6 \cdot 10^{-6}$ эрг.в) Спин = угловой момент в единицах $\hbar$, где $\hbar = 1,05 \cdot 10^{-27}$ эрг. с.

г) Частица и античастица обладают одинаковыми массами, спинами и временами жизни. Их заряды и странности равны, но противоположны по знаку. Продуктами распада античастицы являются античастицы продуктов распада частицы. Например, $\Xi^- \rightarrow \pi^- + \Lambda^0$. Обратите внимание, тем не менее, на следующее примечание.

д) K^0 и $\bar{K}^0$ обладают одинаковыми продуктами распада: $\pi^+ + \pi^-$, $\pi^0 + \pi^0$, $\pi^+ + \mu^- + \bar{\nu}_\mu$ и т. д. Они обе имеют два времени жизни: 10^{-10} с и $6 \cdot 10^{-8}$ с. Все остальные частицы в таблице имеют только одно время жизни.

взаимодействий, вероятность их мала и время жизни Σ -частицы (если эти процессы единственно возможные) порядка 10^{-10} с.

Но в распаде Σ -частицы на Λ^0 -частицу и фотон или π -мезон гиперзаряд сохраняется, так как гиперзаряды Σ - и Λ -частиц равны нулю:

$$\left. \begin{array}{l} \Sigma \rightarrow \Lambda + \text{мезон или фотон,} \\ \text{гиперзаряд } Y=0 \quad Y=0 \quad Y=0. \end{array} \right\} \quad (54.18)$$

Однако масса Σ -частицы порядка 1195 МэВ, масса π -мезона порядка 140 МэВ, а масса Λ -частицы равна 1115 МэВ:

$$\text{масса } \Lambda^0 = 1115 \text{ МэВ,}$$

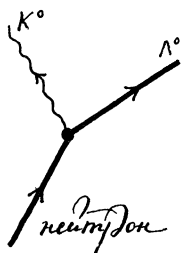
$$\text{масса } \pi^+ = 140 \text{ МэВ,}$$

$$\text{масса } \Lambda^0 + \pi^+ = 1255 \text{ МэВ; масса } \Sigma^+ = 1190 \text{ МэВ.}$$

Поэтому распад $\Sigma^+ \rightarrow \Lambda^0 + \pi^+$ невозможен, так как энергия в нем не сохраняется.

Фотонный распад энергетически возможен, однако Σ^+ и Σ^- не могут распадаться на Λ^0 и фотон, так как заряд при этом не сохраняется. (Должен излучиться не фотон, а заряженная частица.) Только Σ^0 -частица может распадаться на Λ^0 и фотон:

$$\left. \begin{array}{l} \Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma, \\ \text{гиперзаряд } Y=0 \quad Y=0 \quad Y=0. \end{array} \right\} \quad (54.19)$$



Фиг. 319.

В этом процессе, который энергетически разрешен и действительно наблюдается, гиперзаряд сохраняется. Следовательно, за этот распад

ответственно электромагнитное взаимодействие, которое в 10^{11} раз сильнее, чем слабое взаимодействие.

В результате время жизни Σ^+ - и Σ^- -частиц примерно равно 10^{-10} с, причем их характерными распадами будут следующие:

$$\Sigma^\pm \rightarrow \text{нуклон} + \pi\text{-мезон.} \quad (54.20)$$

Время жизни Σ^0 -частицы порядка 10^{-20} с, а ее характерный распад таков:

$$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma. \quad (54.21)$$

Хотя сейчас и не ясно, введены ли все необходимые понятия, однако кажется, что классификация частиц, основанная на таких величинах, как странность и изотопический спин, сохранится в той или иной форме в любой будущей теории.

Имея в наличии десятки бозонов и фермионов и будучи вынужденными вводить в теорию сотни вершин типа вершины Юкавы, одна из которых изображена на фиг. 319, мы можем лишь констатировать, что та простота, которая была свойственна электродинамике (фотоны, заряженные частицы и одна фундаментальная вершина), ушла в прош-

лое. Помимо всех технических проблем, возникающих в теориях, в которых исследуются сильные взаимодействия частиц с помощью вершин юкавского типа, имеется огромное количество разнообразных процессов и вершин, рассчитать следствия которых мы не в состоянии.

С точки зрения наведения порядка в хаосе частиц, распадов, взаимодействий и т. д. в условиях, когда строгая теория отсутствует, процессы, которые не происходят, представляют, наверное, не меньший интерес, чем процессы, которые наблюдаются. Основная идея анализа таких процессов состоит в приписывании частицам определенных величин (квантовых чисел), которые сохраняются при некоторых, но не при всех взаимодействиях. Все виды взаимодействий разбиваются на четыре класса, различающиеся между собой по характеру сохранения внутренних квантовых чисел — изотопического спина и странности, или гиперзаряда (табл. 10). Такая классификация позволяет понять скорости рождения и распада различных частиц.

Таблица 10

Взаимодействие	Относительная величина силы взаимодействия	Сохраняются
Сильное (ядерное)	1	Изотопический спин; гиперзаряд
Электромагнитное	10^{-2}	Гиперзаряд
Слабое	10^{-13}	
Гравитационное	10^{-38}	?

Было обнаружено, что во всех процессах, помимо классических законов сохранения (импульса, энергии и углового момента), которые предполагаются выполненными во всех реальных процессах, должны выполняться законы сохранения заряда, барионного числа и лептонного числа.

Закон сохранения заряда описывает чисто классический факт, состоящий в том, что сумма электрических зарядов в любой области пространства остается постоянной, если заряды не пересекают границу этой области. Если заряды рождаются, то они рождаются парами; скажем, фотон вызывает рождение электрон-позитронной пары:

$$\underbrace{\begin{matrix} \gamma & + & p^+ \\ 0 & & 1 \end{matrix}}_{\text{полный заряд } e} \rightarrow \underbrace{\begin{matrix} p^+ & + & e^- + e^+ \\ 1 & & -1 & 1 \end{matrix}}_{\text{полный заряд } e} \quad (54.22)$$

Возможно, что закон сохранения числа тяжелых частиц (барионного числа) является просто усложненной формулировкой того очевидного утверждения, что наш мир устойчив. Одна тяжелая частица

может распасться на другие тяжелые частицы:

$$\Lambda^0 \rightarrow p^+ + \pi^-, \quad (54.23)$$

после чего распадается π^- -мезон:

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \quad (54.24)$$

и, наконец, распадается μ^- -мезон:

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e. \quad (54.25)$$

Таким образом, окончательные продукты распада таковы:

$$p^+, e^-, \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu \text{ и } \bar{\nu}_e, \quad (54.26)$$

причем все они устойчивы.

Если бы протон мог, например, совершать распад

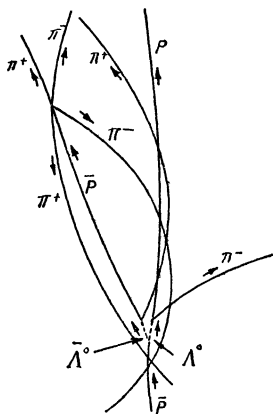
$$p^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu, \quad (54.27)$$

то со временем ¹⁾ все вещество во Вселенной распалось бы на электроны, нейтрино и фотоны. Насколько нам известно, этого не происходит, и данный факт можно описать, постулируя принцип сохранения тяжелых частиц: в любом процессе число барионов минус число антибарионов остается постоянной величиной (фото 24, фиг. 320).

Менее очевидным и более поздним законом является принцип сохранения лептонов (легких фермионов — электронов, мюонов и нейтрино). Анализ всех известных процессов согласуется с этим законом.

В любом процессе число лептонов минус число антилептонов остается неизменным (фото 25). Так, например,

$$\left. \begin{aligned} \Lambda^0 &\rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}_e, \\ \text{лептонное число } 0 &= 0 + 1 + (-1). \end{aligned} \right\} \quad (54.28)$$



Фиг. 320. Расшифровка события на фото 24.

В ньютоновской теории законы сохранения (энергии, импульса, углового момента) являлись относительно частными теоремами, относящимися к свойствам систем, которые подвержены действию сил, обладающих определенным типом симметрии. В квантовой теории связь между характером симметрии силовой системы и законами сохранения не только осталась, но и приобрела новое важное значение.

¹⁾ Менее чем за секунду, если взаимодействие в процессе слабое.

Совершенно очевидно, что анализ запрещенных событий (скажем, запрещенных переходов), относящихся к энергетическим уровням водородного атома, позволил бы угадать некоторые свойства силы, действующей между электроном и протоном, если бы эта сила не была нам известна¹⁾. Анализируя процессы, происходящие с этими новыми частицами, не зная характера действующих сил и будучи не в состоянии провести какие-либо вычисления, мы пытались по запрещенным процессам угадать правила отбора и квантовые числа, на основании которых можно было бы сделать выводы о характере симметрии различных взаимодействий. В результате такого анализа нам удалось установить, что помимо тех величин, которые всегда должны сохраняться (импульс, энергия, барионное число и т. д.), имеются такие величины, как странность и изотопический спин, которые сохраняются лишь при определенных взаимодействиях. Это направление исследований совершило неожиданный поворот в 1956 г.

55

СИММЕТРИЯ: ОТ ПИФАГОРА ДО ПАУЛИ

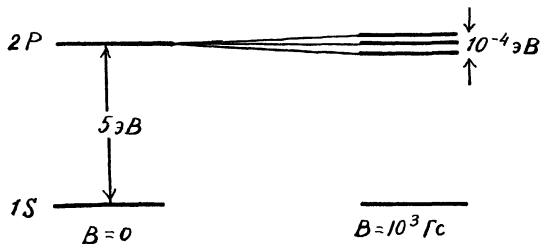
С древних времен люди стремились найти (возможно, это было заблуждением?) те совершенные формы, идеальные движения и небесные гармонии, которые лежат в глубине беспорядочных и бесстрастных явлений окружающего мира. Пифагор, стремившийся упорядочить физические явления на основе гармоничных соотношений между целыми числами, пытался также объяснить движения планет, помещая последние на сферы, совершающие равномерные круговые движения; эту тему развивали потом Платон и многие астрономы вплоть до Кеплера. Сейчас круговые движения небесных сфер уже не в моде, однако те виды симметрии, которые пришли на смену этим движениям, еще более привлекательны.

Бряд ли покажется странным представление (кстати, довольно распространенное), что свойства симметрии разного рода взаимодействий, или сил, могут существенно отличаться друг от друга. Водородный атом обладает вырожденной структурой уровней, характерной для сферической симметрии: эквивалентными поверхностями кулоновской силы являются сферы, инвариантные относительно пространственных поворотов. Как следствие этого угловой момент со-

¹⁾ Например, с помощью общей структуры вырожденных уровней $(2l+1)$ и характера переходов $\Delta l = \pm 1$ (возможен, например, переход $2P \rightarrow 1S$, но не $2S \rightarrow 1S$) можно было бы установить, что взаимодействие между протоном, электроном и электромагнитным полем не изменяется при пространственных поворотах (т. е. обладает сферической симметрией).

храняется (является постоянной движения) и структура вырождения¹⁾ уровней водородного атома представляет собой группы по $(2l+1)$ вырожденных уровней, где $l=0, 1, 2, \dots$.

Внешнее магнитное поле нарушает вращательную симметрию, и $(2l+1)$ -кратно вырожденные уровни расщепляются. Как правило, взаимодействие с магнитным полем значительно слабее, чем кулоновское взаимодействие между электроном и протоном, так что расстояния между уровнями, расщепленными магнитным полем, оказываются порядка 10^{-4} эВ, в то время как расстояния между основными уровнями — порядка нескольких электронвольт (фиг. 321).



Фиг. 321.

Таким образом, нет ничего неестественного в том, что различные взаимодействия могут обладать разными симметриями. На деле же часто пытаются найти (как в случае построения периодической таблицы) симметрию главного взаимодействия, из которой выводятся качественные свойства структуры уровней, помня, что реальная структура может слегка отличаться от полученной из-за наличия второстепенных взаимодействий, «нарушающих симметрию». Эта довольно простая идея приобрела важное, можно сказать, доминирующее положение в физике элементарных частиц.

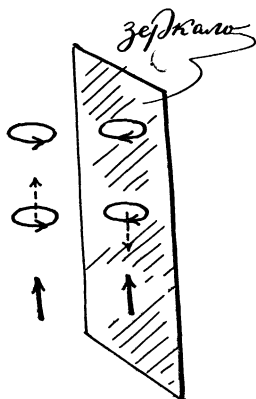
При сильных (ядерных) взаимодействиях заряд частицы не играет никакой роли, а квантовое число, характеризующее странность, сохраняется. При электрических взаимодействиях заряд, конечно, играет определяющую роль, однако странность по-прежнему сохраняется. При слабых взаимодействиях странность не сохраняется. Относительно гравитационных взаимодействий мы ничего сказать не можем. В последнее десятилетие идея о том, что взаимодействия различной силы обладают разными симметриями, была неожиданно подкреплена открытием, состоявшим в том, что при слабых (распадных) взаимодействиях нарушается симметрия между правым и левым, которая сама по себе является свойством пространства-времени, а не внутренним свойством частиц.

Обычно инвариантность, связанная с определенным видом симметрии, приводит к вырождению уровней и появлению сохраняющихся

¹⁾ Это справедливо для нерелятивистского водородного атома, когда спин не учитывается. При учете спина структура вырождения, соответствующая вращательной симметрии, слегка изменяется.

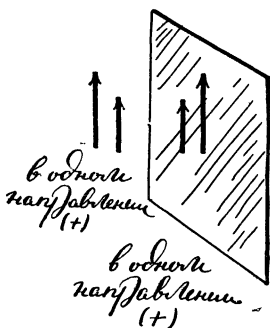
величин. Из инвариантности относительно перемещений в пространстве (одинаковость пространства от точки к точке) следует сохранение импульса, из инвариантности относительно перемещений во времени — сохранение энергии, а из инвариантности относительно поворотов (равноправности всех направлений в пространстве) — сохранение углового момента. Из инвариантности относительно зеркальных отражений следует так называемое *сохранение четности*.

Из фиг. 322 следует, что произведение (сила) $\times$ (смещение) = (работа) сохраняет при отражении как величину, так и знак (фиг. 323). Такая величина называется *скаляром*. Произведение же, например,

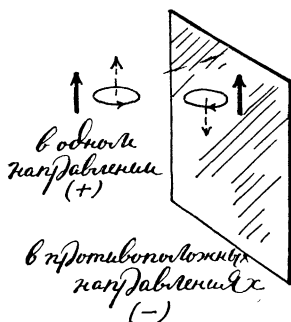


Фиг. 322. При зеркальном отражении петля с положительным обходом (по часовой стрелке) становится петлей с отрицательным обходом. Если с направлением обхода связать стрелку, $\uparrow$ для положительного и $\downarrow$ для отрицательного, то при отражении стрелка $\uparrow$ превращается в $\downarrow$. Стрелки же $\uparrow$, связанные с силой, смещением или импульсом, при отражении сохраняют свое направление.

импульса на стрелку, определяющую направление петли, является *псевдоскаляром*; знак этой величины при отражении изменяется (фиг. 324). π -мезоны обладают именно последним свойством.



Фиг. 323.



Фиг. 324.

Между 1954 и 1956 гг. возникла весьма интригующая проблема, касающаяся распадов θ - и τ -частиц, которые считались двумя раз-

личными новыми частицами. Эти частицы распадались соответственно на два и на три π -мезонных состояния, обладающих различными четностями.

Ранее было установлено, что π -мезон ведет себя как псевдоскаляр:

$$\pi \rightarrow -\pi \text{ при отражении.}$$

Было также известно, что пространственные распределения двух- и трехмезонных конечных состояний совпадают с их зеркальными отражениями. Поэтому при отражении состояние с двумя π -мезонами переходит само в себя:

$$(2\pi) \rightarrow (-1)^2(2\pi) = (2\pi),$$

а состояние с тремя π -мезонами переходит само в себя со знаком минус:

$$(3\pi) \rightarrow (-1)^3(3\pi) = -(3\pi).$$

Стало быть, эти состояния обладают различной четностью.

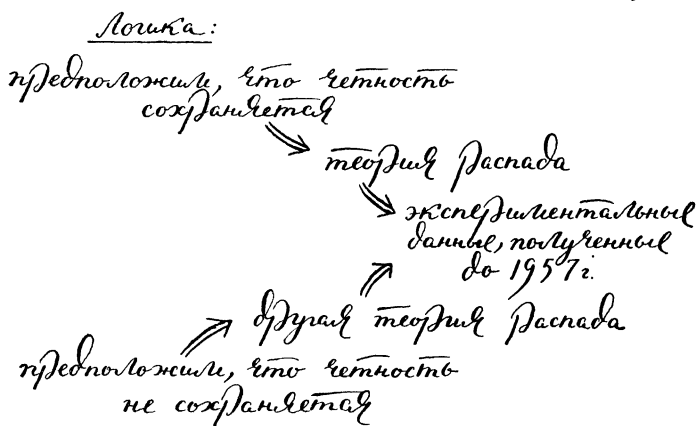
Таким образом, если бы четность сохранялась в процессах распада (фундаментальных взаимодействиях, инвариантных относительно зеркальных отражений), то θ - и τ -частицы должны были бы быть различными частицами с противоположными четностями. Данная ситуация сходна с той, которая возникла бы, если бы, например, были обнаружены два вида распада: $\pi^+ + \pi^-$ (нулевой суммарный заряд) и $\pi^+ + \pi^0$ (заряд равен 1). Если считать, что заряд сохраняется, то можно было бы заключить, что начальными в этих распадах являются две частицы с различными зарядами: с нулевым — в случае $\pi^+ + \pi^-$ -распада и с единичным — в случае $\pi^+ + \pi^0$ -распада.

Однако по мере накопления данных становилось все более очевидным, что θ - и τ -частицы ничем — ни массами, ни временами жизни и т. д. — не отличаются друг от друга. Во всех отношениях, за исключением четности, они вели себя как абсолютно тождественные частицы. Летом 1956 г. Ли и Янг исследовали возможность несохранения четности в этом и в других слабых распадах. Они показали (в противоположность общепризнанному убеждению), что не существует ни одного эксперимента, результаты которого свидетельствовали бы о сохранении четности (симметрии относительно зеркального отражения) в процессах распада.

[Возникшая ситуация была следующей. Все теории распада были созданы в предположении о том, что четность сохраняется. Эти теории сравнительно хорошо согласовывались с опытом, на основании чего делался вывод, что четность сохраняется в процессах распада (типичный пример логической ошибки: 1) у всех лошадей четыре ноги; 2) у этого животного четыре ноги; 3) следовательно, оно лошадь). Ли и Янг показали, что результаты всех известных экспериментов согласуются

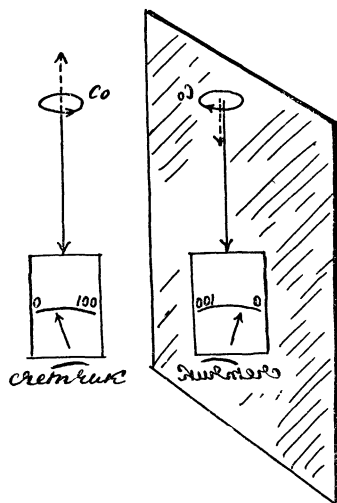
также и с предположением о том, что четность не сохраняется (фиг. 325).]

Первый эксперимент для проверки закона сохранения четности при слабых взаимодействиях был осуществлен в 1956 г. Ву, Амблером,



Ф и г. 325. Логическая схема рассуждений Ли и Янга.

Хэйвордом, Хоппсом и Хадсоном. Ядра кобальта, обладающие отличным от нуля спином и распадающиеся путем слабых взаимодействий, были сориентированы в магнитном поле при очень низкой температу-

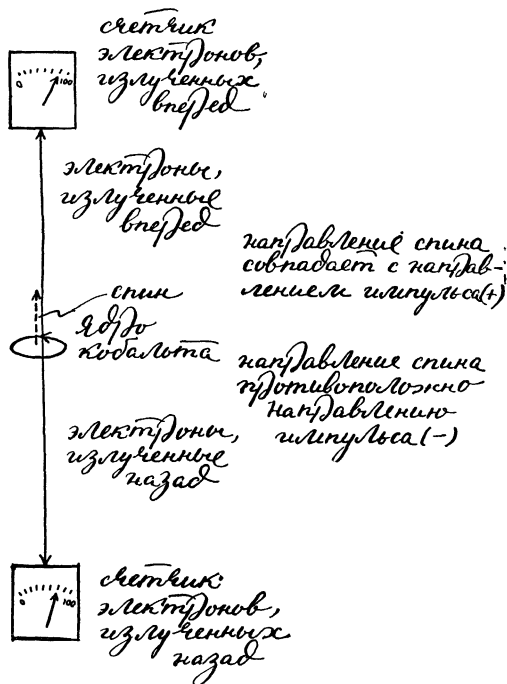


Ф и г. 326. Если процесс распада был бы симметричен относительно зеркального отражения, то электроны вылетали бы с одинаковой вероятностью как в направлении спина ядра (справа), так и в противоположном направлении (слева) (взято из [1]).

ре (фиг. 326 и 327). (Чтобы ядра сориентировались, спиновая энергия должна составлять заметную часть от тепловой энергии; это имеет место при очень низких температурах. Поэтому для успешного осуществления этого эксперимента необходимо использовать как низко-

температурное оборудование, так и аппаратуру для исследования β -распадов; перечисленные выше авторы эксперимента как раз и являются специалистами в этих двух областях.) Если бы процесс распада был симметричным относительно зеркального отражения, показания двух счетчиков были бы одинаковыми. Однако оказалось, что эти показания сильно различаются между собой.

В результате можно было отказаться от гипотезы, что слабые взаимодействия инвариантны относительно зеркальных отражений; этот



Фиг. 327. Действительное расположение счетчиков в эксперименте.

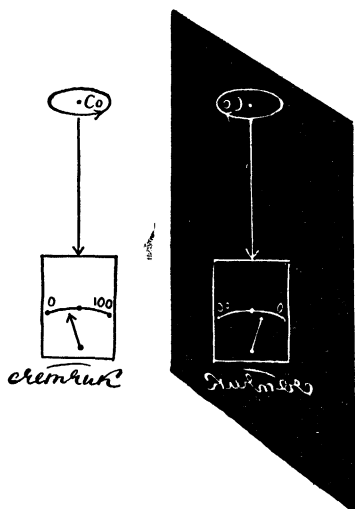
отказ позволял объяснить возможность двух видов распада теперь уже одной частицы (θ , $\tau=K$)¹⁾, и открывались новые горизонты для экспериментирования.

В течение некоторого времени считали, что симметрия восстановится, если одновременно совершить зеркальное отражение и заменить частицы на античастицы (фиг. 328). Однако впоследствии эксперимент Фитча и Крониона показал, что и это неверно; в настоящее время вопрос, образно выражаясь, находится в папке под названием «глубокие загадки».

¹⁾ Так как в распадных процессах четность не сохраняется, одна и та же частица может распадаться на два различных состояния, обладающих противоположными четностями.

Открытие несохранения четности при слабых взаимодействиях, свидетельствующее о том, что эти взаимодействия обладают меньшей симметрией, чем электромагнитные или ядерные взаимодействия, было неожиданностью (в основном из-за того, что оно противоречило убеждению, в которое верили в течение длительного времени). Тем не менее это открытие еще раз подчеркнуло тот вывод, который следовал ранее из изучения распадов странных частиц, а именно: по неизвестным до сих пор причинам различные фундаментальные взаимодействия обладают разными видами симметрии.

«Я не верю,— писал Паули в письме к Вайскопфу 17 января 1957 г., до опубликования результатов опыта Ву и других,— что Бог — слабый левша» [2]. Через несколько дней он снова писал: «Я поражен не столько тем, что Бог — левша, сколько тем, что его руки оказываются симметричными в том случае, когда он проявляет свою силу» [3].



Фиг. 328. Антивещество в зеркале изображено в виде белых линий на черном фоне. Прибор слева показывает L , прибор справа — $\bar{R}$ (взято из [1]).

56

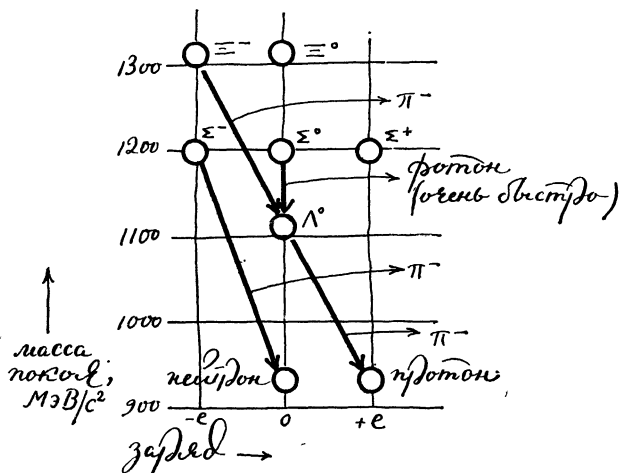
πρώτη ὕλη¹⁾

Поток сведений и невыясненных вопросов, относящихся к новым «частицам», привел к такому росту активности ученых, что основной проблемой всей физики стала проблема элементарных частиц. Суть этой проблемы состоит в выяснении того, почему некоторые комбинации свойств (спин, масса, заряд и т. д.) могут существовать вместе в течение продолжительных промежутков времени, а другие комбинации не могут; почему они взаимодействуют и распадаются именно так, а не иначе; почему различным взаимодействиям свойственна различная симметрия и т. д. К этим вопросам тотчас же добавляются и другие: имеется ли какая-либо взаимосвязь между вопросами,

¹⁾ πρώτη ὕλη — первоматерия (греч.).

поставленными выше; можно ли на них ответить традиционным способом; можно ли найти ответы на эти вопросы в рамках квантовой физики?

Аналогия между различными состояниями частиц и их распадами и атомными состояниями и их распадами не осталась незамеченной. Было выдвинуто предположение, что различные «частицы» — это состояния какой-то фундаментальной системы, которая допускает переход из одного состояния в другое, подобно тому как



Фиг. 329. Барийонный «октет» и некоторые из наблюдаемых переходов из одного состояния в другое. Распад $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \text{фотон}$ происходит чрезвычайно быстро, остальные — относительно медленно.

различные уровни водородного атома представляют собой возбужденные состояния электрон-протонной системы, в которой переходы с одного уровня на другой происходят с излучением фотонов (фиг. 329).

Говоря об атоме водорода, мы имеем в виду, что бесчисленное количество различных уровней, характеризующихся квантовыми числами

$$\left. \begin{aligned} n &= 1, 2, 3, \dots, \\ l &= n-1, n-2, \dots, \\ m_l &= l, l-1, \dots, -l, \end{aligned} \right\} \quad (56.1)$$

интерпретируется как набор возбужденных состояний электрон-протонной системы. Возможно, что процесс излучения света при атомном переходе, который, скажем, имеет вид

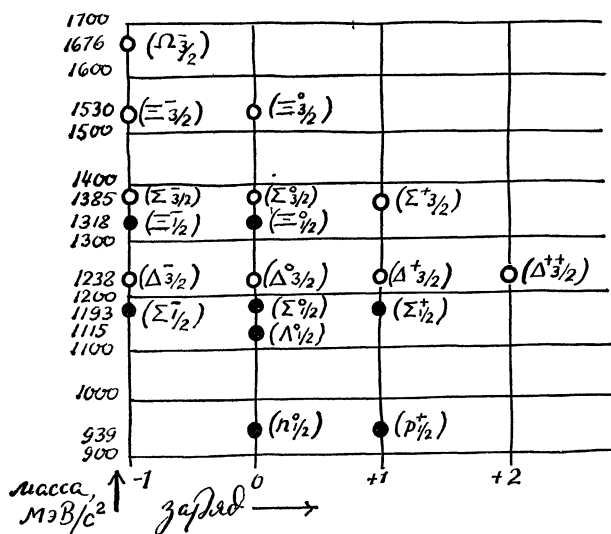
$$2P \rightarrow 1S + \gamma, \quad (56.2)$$

в принципе ничем не отличается от перехода

$$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-, \quad (56.3)$$

Спрашивается тогда, можно ли рассматривать весь набор «частиц» (барионов и мезонов со всеми возможными значениями спина, заряда и массы) как различные уровни одной или нескольких «фундаментальных» систем. Совсем недавно такой подход неожиданно получил чрезвычайно обещающее (возможно, даже революционное) развитие.

Теоретические попытки классификации новых частиц часто сводились ранее к попыткам угадать симметрию взаимодействий, ответственных за поведение частиц, исходя из данных наблюдений их



Ф и г. 330. Значок ● отмечает частицы, составляющие барионный октет: протон, нейтрон, Λ^0 , Σ^+ , 0 , $-$ и $\Xi(0, -)$; у всех этих частиц спин равен $1/2$. Значок ○ отмечает частицы со спином $3/2$, образующие декуплет. Употребление одних и тех же греческих букв (скажем, $\Sigma_{3/2}$ и $\Sigma_{1/2}$) означает, что такие частицы обладают одинаковыми гиперзарядами.

структуры вырождения. Рассуждения при этом таковы. Допустим, что мы не знаем характера кулоновской силы, действующей между электроном и протоном, однако нам известна структура вырождения уровней атома водорода или других атомов, соответствующая различным значениям углового момента¹⁾:

$$\text{группы по } (2l+1) \text{ уровней: } l, l-1, \dots, -l, \quad (56.4)$$

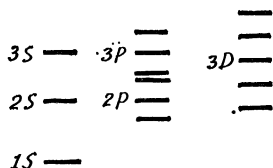
где $l=1, 2, \dots$

На основании этих сведений можно было бы догадаться, что эквипотенциальные поверхности кулоновской силы — сферы, а сама сила, действующая между электроном и протоном, инвариантна относительно поворотов. В случае атома водорода такой анализ представ-

¹⁾ Здесь считается, что электрон не имеет спина.

ляет собой просто упражнение на повторение, в случае же новых частиц он может раскрыть свойства симметрии соответствующих взаимодействий, если мы даже не знаем их природу и не умеем вычислять эффекты этих взаимодействий.

В последние годы основное внимание было направлено на изучение состояний, соответствующих барионам и мезонам. В частности, среди барионов с наименьшей энергией можно выделить группу из восьми частиц со спином $\frac{1}{2}$, а выше по энергии — другую группу из десяти частиц со спином $\frac{3}{2}$ (фиг. 330). Требуется, конечно, богатое воображение, чтобы назвать восемь уровней со спином $\frac{1}{2}$ вырожденными, когда эти уровни разделены между собой энергией порядка



Ф и г. 331. Расщепление l -уровней в очень сильном магнитном поле.

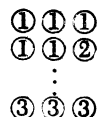
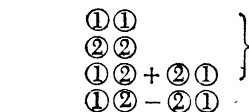
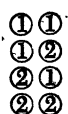
400 МэВ и когда между ними располагаются уровни, принадлежащие другой вырожденной группе. Тем не менее это возможно. Например, можно считать, что эти уровни были бы действительно вырожденными, если бы отсутствовало взаимодействие (по предположению, менее сильное, чем основное взаимодействие), обладающее иной симметрией и потому расщепляющее вырожденные уровни. Для атома водорода (мы всегда будем ссылаться на атом водорода, так как мы знаем его строение) точно такая картина наблюдалась бы в том случае, если бы внешнее магнитное поле каким-то образом включалось в основное взаимодействие между электроном и протоном и было очень сильным (фиг. 331). На основании таких рассуждений, относящихся также к гиперонам и мезонам, Гелл-Манн и Нееман предположили, что внутренней симметрией является симметрия относительно перестановок трех объектов, которые не различаются между собой даже при самых сильных взаимодействиях. Такая симметрия приводит к следующим группам вырожденных уровней: 1, 8, 10, . . .; восемь барионов были отождествлены с одной из этих групп, а восемь мезонов — π^+ , π^- , ρ^0 , K^0 , $\bar{K}^0$, K^+ , K^- и η^0 — с другой.

В случае двух одинаковых объектов (надписи 1 и 2 видны только нам), неразличимых при взаимодействиях, получаются четыре ($2 \times 2 = 4$) состояния с одинаковой энергией (фиг. 332). Для удобства их можно расположить (используя принцип суперпозиции) так, как показано на фиг. 333. Иными словами, $2 \times 2 = 3 + 1$.

Три одинаковых объекта дают $3 \times 3 \times 3 = 27$ состояний с одинаковой энергией (фиг. 334). Эти состояния можно сгруппировать так же, как

и в предыдущем случае:

$$3 \times 3 \times 3 = 1 + \underbrace{8 + 8}_{\text{октеты}} + 10 = 27.$$

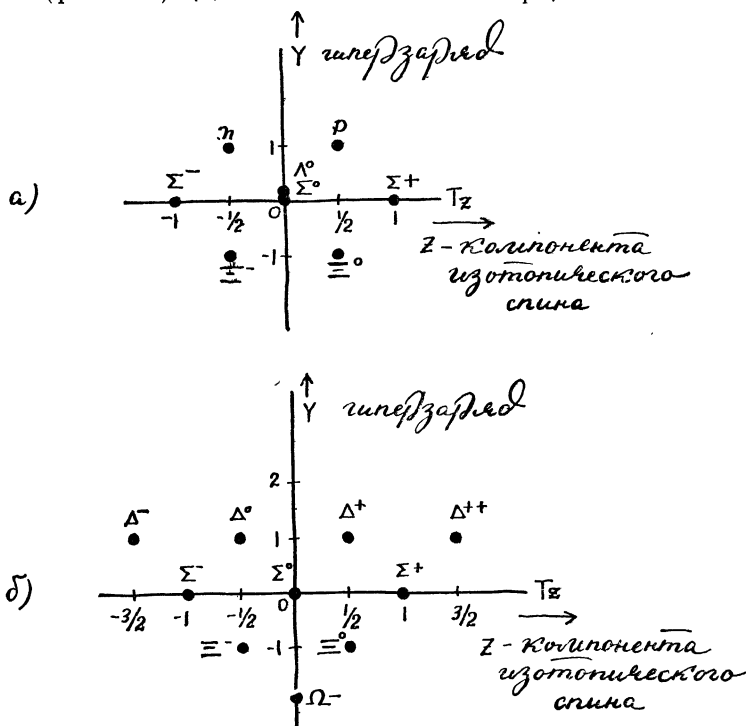


Ф и г. 332.

Ф и г. 333.

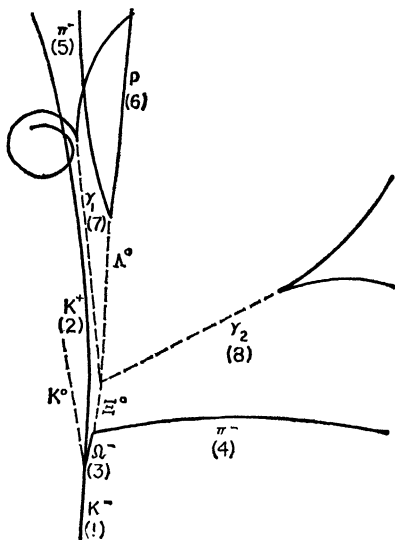
Ф и г. 334.

В частности, набор уровней, расположенный выше тех, что соответствуют восьми барионам со спином $1/2$ (короткоживущие уровни со спином $3/2$, девять из которых были известны в то время), был интуитивно отождествлен с десятикратно вырожденным состоянием системы (фиг. 335). Десятый член этого набора, названный заранее



Ф и г. 335. а) Октет барионов со спином $1/2$; б) декуплет барионов со спином $3/2$; частицы здесь расклассифицированы с помощью T_z и Y . Одними и теми же греческими буквами обозначены частицы с одинаковыми гиперзарядами.

Ω^- -частицей, должен был обладать на основании предсказанных значений массы и гиперзаряда относительно продолжительным временем жизни (порядка 10^{-10} с). Таким образом, девять из десяти членов декуплета были известны, и можно было надеяться, что десятый



Фиг. 336. Расшифровка события на фото 26.

элемент этой монады будет обнаружен, если попытаться его найти. Интенсивные поиски предсказанной частицы успешно завершились в 1964 г. (фото 26, фиг. 336); на большее не мог бы рассчитывать и сам Пифагор.

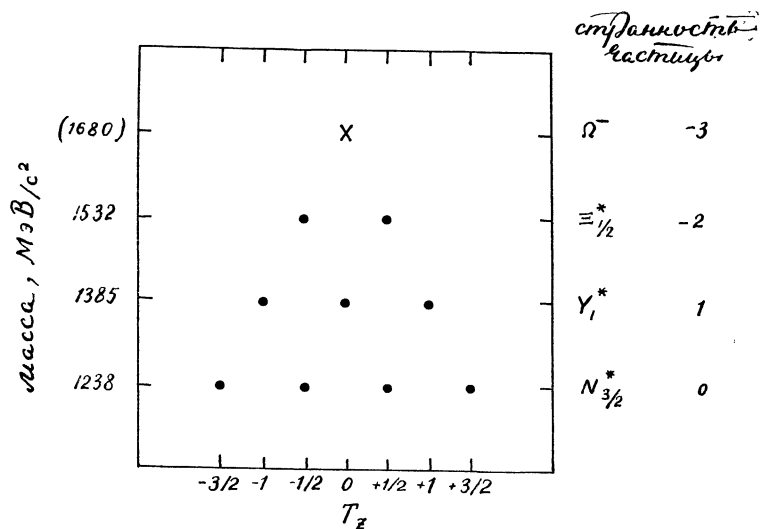
Предсказанные параметры Ω^- -частицы были такими: масса 1676 МэВ, гиперзаряд -2 , изотопический спин 0 ; значит, Ω^- должна была быть синглетной частицей с зарядовым квантовым числом

$$Q = T_z + \frac{Y}{2} = 0 + \frac{-2}{2} = -1, \quad (56.5)$$

дающим заряд, равный $-e$. Так как ее гиперзаряд $Y = -2$, а гиперзаряды всех барионов, обладающих меньшими массами, равны -1 , 0 или $+1$, при распаде Ω^- -частицы гиперзаряд и энергия не могут сохраняться одновременно. Рассмотрим в качестве примера наиболее предпочтительный распад, в котором гиперзаряд сохраняется (распад на барион Ξ с наименьшей массой и гиперзарядом -1):

$$\left. \begin{array}{l} \Omega^- \rightarrow \Xi^- + \bar{K}^0, \\ Y \quad -2 \quad -1 \quad -1, \\ \text{масса } 1676 \quad 1319 + 498 = 1817 \text{ МэВ.} \end{array} \right\} \quad (56.6)$$

Поскольку масса конечных продуктов распада больше массы Ω^- -частицы, такой распад невозможен. (Дело в том, что не существует мезона с гиперзарядом -1 , масса которого была бы меньше массы $\bar{K}^0$.) Поэтому, если Ω^- -частица распадается, то гиперзаряд при этом



Ф и г. 337. Декуплет частиц со спином $3/2$; указана зависимость массы от z -компоненты изотопического спина.

сохраняться не будет, т. е. Ω^- -частица должна распадаться посредством слабых взаимодействий. Следовательно, время жизни этой частицы должно быть сравнительно большим.

После открытия Ω^- -частицы теоретические работы посыпались как из рога изобилия; наибольший интерес вызывал вопрос о том, каковы эти три объекта (субнуклоны), из комбинаций которых получаются мезонные и барионные системы. Из всех многочисленных предложений, вероятно, наиболее поразительным и в то же время наиболее экономичным и успешным было выдвинутое Цвейгом и тем же Гелл-Манном. В табл. 11 выписаны основные параметры трех фундаментальных объектов (массы их неизвестны), названных Цвейгом тузами и Гелл-Манном кварками¹⁾. Эти объекты действительно выглядят не-

¹⁾ Гелл-Мани позаимствовал это название из произведения Дж. Джойса «Поминки по Финнегану» («Три кварка для Мастера Марка»), и, поскольку оно имеет более прочные литературные корни, слово «кварк» стало общепризнанным.

Таблица 11

Кварки	Барион- ное число	Гиперза- ряд Y	T_z	Заряд $Q = T_z + Y/2$
q_p (протонного типа)	$1/3$	$1/3$	$1/2$	$2/3$
q_n (нейтронного типа)	$1/3$	$1/3$	$-1/2$	$-1/3$
q_λ (типа лямбды)	$1/3$	$-2/3$	0	$-1/3$

обычно. Все известные до сих пор частицы обладали целыми зарядовым и барионным квантовыми числами. Однако, чтобы получить требуемую структуру вырождения (октеты, декуплеты), необходимо иметь три объекта с одинаковыми барионными числами. А так как в сумме эти числа должны давать единицу, каждое из них равно $1/3$, что дает для зарядового числа значения $2/3$, $-1/3$ и $-1/3$. Но это означает, что предложенные объекты не похожи ни на одну из известных до сих пор частиц, а возможно, и ни на одну из частиц, которые будут открыты в будущем. Кварк с наименьшей массой и соответствующий ему антикварк должны быть столь же устойчивыми, как и протоны, так как они не могут распасться, сохранив при этом барионное число или заряд.

Обозначим два из трех кварков ($Y=1/3$) кружками, а третий кварк ($Y=-2/3$) квадратиком. Тогда барионный октет (со спином $1/2$) комбинируется из кварков таким образом:

$\bigcirc \frac{1}{3} \quad \bigcirc \frac{1}{3} \quad \bigcirc \frac{1}{3}$	$Y = 1$	$T = 1/2$	<i>Протон</i>
$\bigcirc \frac{1}{3} \quad \bigcirc \frac{1}{3} \quad \square -\frac{2}{3}$	$Y = 0$	$T = 0$	<i>Зарядовый дублет</i> Λ^0
$\bigcirc \frac{1}{3} \quad \square -\frac{2}{3} \quad \square -\frac{2}{3}$	$Y = -1$	$T = 1$	<i>Зарядовый синглет</i> $\Sigma^+ \quad \Sigma^0 \quad \Sigma^-$
$\bigcirc \frac{1}{3} \quad \square -\frac{2}{3} \quad \square -\frac{2}{3}$	$Y = -1$	$T = 1/2$	<i>Зарядовый триплет</i> $\Xi^- \quad \Xi^0$

а барионный декуплет (со спином $\frac{3}{2}$) — следующим образом:

$\left(\frac{1}{3}\right) \left(\frac{1}{3}\right) \left(\frac{1}{3}\right)$	$Y = 1$	$T = \frac{3}{2}$	Δ^{++} Δ^{+} Δ^0 Δ^{-}
		<i>Зарядовый квадруплет</i>	
$\left(\frac{1}{3}\right) \left(\frac{1}{3}\right) \left[\frac{-2}{3}\right]$	$Y = 0$	$T = 1$	$\Sigma^{+} \Sigma^0 \Sigma^{-}$
		<i>Зарядовый триплет</i>	
$\left(\frac{1}{3}\right) \left[\frac{-2}{3}\right] \left[\frac{-2}{3}\right]$	$Y = -1$	$T = \frac{1}{2}$	$\Xi^0 \Xi^{-}$
		<i>Зарядовый дублет</i>	
$\left[\frac{-2}{3}\right] \left[\frac{-2}{3}\right] \left[\frac{-2}{3}\right]$	$Y = -2$	$T = 0$	Ω^{-}
		<i>Зарядовый синглет</i>	

Некоторые комбинации кварков являются запрещенными. Например, при $Y=1$ и $T=0$ значение $Q=\frac{1}{2}$, так как $Q=T_z+Y/2$. Следовательно, если схема верна, то барионный синглет с $Y=1$ существовать не должен. До сих пор такой синглет на опыте не наблюдался.

Восемь псевдоскалярных мезонов с нулевыми спинами комбинируются из пар кварк — антикварк, так что их барионное число обращается в нуль:

$\left(\frac{1}{3}\right) \left(\overline{-\frac{1}{3}}\right)$	$Y = 0$	$T = 1$	$\pi^{+} \pi^0 \pi^{-}$
		<i>Зарядовый триплет</i>	
$\left[\frac{2}{3}\right] \left[\frac{-2}{3}\right] - \left(\frac{1}{3}\right) \left(\overline{-\frac{1}{3}}\right)$	$Y = 0$	$T = 0$	η^0
		<i>Зарядовый синглет</i>	
$\left(\frac{1}{3}\right) \left[\frac{2}{3}\right]$	$Y = 1$	$T = \frac{1}{2}$	$K^0 K^{+}$
		<i>Зарядовый дублет</i>	
$\left(\overline{-\frac{1}{3}}\right) \left[\frac{-2}{3}\right]$	$Y = -1$	$T = \frac{1}{2}$	$\bar{K}^0 K^{-}$
		<i>Зарядовый дублет</i>	

Различные свойства систем кварков, вычисленные на основании удивительно простых предположений, хорошо согласуются с данными наблюдений. Например, если допустить, что масса кварка с $Y=-\frac{2}{3}$ (q_λ) больше, чем массы остальных двух кварков с $Y=\frac{1}{3}$, т. е.

$$\begin{aligned} \text{масса } (q_\lambda) &= m_0 + \delta, \\ \text{масса } (q_p) &= \text{масса } (q_n) = m_0, \end{aligned}$$

то массы соседних гиперонов, входящих в декуплет со спином $3/2$, должны различаться на величину δ , иными словами, энергия уровней должна быть пропорциональна величине гиперзаряда. В табл. 12 (взята из [2]) приведены экспериментальные значения масс некоторых из этих гиперонов.

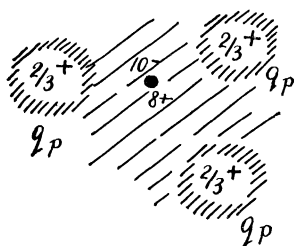
Таблица 12

	Наблю- даемые массы ¹⁾	δ (из опыта)
Масса $\Delta_{Y=1} = m_0$	1238	
Масса $\Sigma_{Y=0} = m_0 + \delta$	1385	147
Масса $\Xi_{Y=-1} = m_0 + 2\delta$	1530	145
Масса $\Omega_{Y=-2} = m_0 + 3\delta$	1674	144

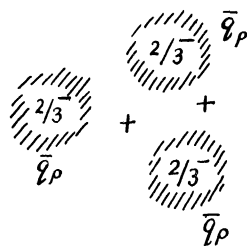
¹⁾ Последний десятичный знак не точен.

Если ввести простейшие предположения относительно динамики кварков и характера их взаимодействия друг с другом, то получающиеся следствия, такие как времена жизни и магнитные моменты барионов и мезонов, оказываются качественно согласующимися. Возможно, что эти качественные совпадения, вытекающие из простейших предположений относительно свойств таинственных объектов — кварков, являются случайными, но, может быть, они возвещают о начале той революции, которую давно ждут физики и приходу которой они вместе с тем противятся.

Если кварки «реально» существуют, то кварк с наименьшей массой (допустим, q_p -кварк) должен быть абсолютно стабильным в обычном веществе (он может лишь аннигилировать с $\bar{q}_p$). Но это означает, что если кварки удастся когда-нибудь обнаружить или искусственно создать, то их можно будет хранить [скажем, в виде кваркового кислорода



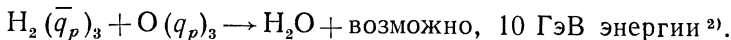
Ф и г. 338. Кварковый кислород.



Ф и г. 339. Антикварковый водород.

(фиг. 338)] в сосуде из обычного вещества. Нет никаких видимых причин, почему молекула, изображенная на фиг. 338, не может находиться в обычной бутылке. (Будет ли кварковый кислород твердым, жидким или газообразным? Будет ли он реагировать со стенками сосуда?)

Точно такие же рассуждения¹⁾ применимы и к $\bar{q}_p$ (заряд равен $-\frac{2}{3}$), иными словами, в другом сосуде мы могли бы хранить антикварковый водород (фиг. 339). Смешав содержимое обоих сосудов, мы могли бы получить реакцию



Нетрудно вообразить и другие практические применения кварков. Но, возможно, ситуация будет еще более интересной, если окажется, что кварков «реально» не существует. Спрашивается тогда, какой смысл заключен в трех несуществующих объектах, комбинации которых образуют все то, что существует? Ответ на этот вопрос (и, быть может, сам смысл вопроса) может оказаться чрезвычайно интересным.

* * *

Даже беглый просмотр научной периодики может дать представление о страстных дебатах по поводу того, что же следует делать дальше. Когда нащупывают истину, почти ничего нельзя принимать на веру. Безжалостный апрель приносит половодье новых идей, осень же хоронит устаревшие идеи. И с некоторой долей сожаления мы можем только сравнивать законченные пропорции механики Ньютона, изящные арки электродинамики Максвелла с той беспорядочной мастерской, какой является сейчас физика элементарных частиц: здесь колонна, тут незаконченный фриз и везде хаос битых и разбросанных камней.

Если вы хотите убедиться, что наука представляет собой нечто большее, чем простое собирание фактов, достаточно обратить внимание на те толстые тома данных, которые получают ежегодно только в физике элементарных частиц, и на ту готовность, с которой подхватывается и развивается любая новая идея (даже мнемоническое правило, облегчающее запоминание только некоторых цифр). И вы тогда поверите, что сами данные никому не приносят удовлетворения и не составляют

¹⁾ Хотя о массах кварков сейчас можно лишь гадать, все же, если они действительно существуют, то скорее всего их массы превышают массу нуклонов. Если масса кварка больше массы нуклона, то антикварки должны быть стабильными в обычном веществе, так как в процессе типа

$$\bar{q} + \text{нуклон} \rightarrow q + q,$$

например

$$\bar{q}_p + (q_p, q_p, q_n) \rightarrow q_p + q_n,$$

в котором барионное число, заряд и гиперзаряд сохраняются, энергия не может сохраняться, так как масса антикварка + масса (q_p, q_p, q_n) меньше чем $2 \times$ (масса кварка), т. е.

$$m_{\bar{q}} + m_N < m_q + m_q.$$

²⁾ И никаких углеводов, вызывающих смог.

того, что мы называем наукой. «Ученый,— говорил Пуанкаре,— должен наводить порядок. Наука возводится при помощи фактов, как дом — при помощи кирпичей; однако набор фактов является наукой в такой же мере, как груда кирпичей являет собой дом».

Однако процесс упорядочения данных опыта вовсе не обладает той последовательностью, которая присуща искомым закономерностям; он содержит риск и опасности. Полагать, что в будущем нас не подстерегают никакие неожиданности,— это не только менее всего интересно, но и менее всего разумно. Если данные и гипотезы, составляющие развивающуюся физику (в настоящее время — физику элементарных частиц), подчас кажутся противоречивыми, расплывчатыми, рискованными или даже сенсационными,— все это, возможно, простят нам, как в свое время Тиндаль простил Фарадея:

«Пусть те, которые размышляют над его работами, попытаются понять, чем он занимается, и не будут примешивать его рассеянность к оценке его деятельности... Следует... всегда помнить, что он работает на самой границе нашего знания и что его мысли обитают «где-то в густом мраке», окружающем это знание» [3].

ПРИЛОЖЕНИЯ

ВОПРОСЫ И ЗАДАЧИ

ПЕРЕСМОТР ПОНЯТИЙ ПРОСТРАНСТВА И ВРЕМЕНИ

28. Абсолютное движение, абсолютный покой

Вопросы

1. Рассмотрим первый закон Ньютона. Как он изменится с точки зрения равномерно движущегося наблюдателя?
2. Как этот закон выглядит с точки зрения наблюдателя, движущегося по прямой с постоянным ускорением?
3. Различаются ли уравнения Максвелла для двух наблюдателей, равномерно движущихся друг относительно друга? Рассмотрите два случая:
 - а. Силу, действующую между двумя зарядами в покоящейся системе отсчета, с точки зрения двух наблюдателей, один из которых покоится, а другой находится в системе отсчета, движущейся относительно покоящейся с постоянной скоростью.
 - б. Силу, действующую на заряд в однородном магнитном поле, когда заряд движется по прямой линии с постоянной скоростью (наблюдатель движется вместе с зарядом).
4. Чему равна скорость света (в рамках классических представлений) с точки зрения наблюдателя, движущегося со скоростью v : а) вдоль направления распространения света и б) противоположно направлению распространения света?
5. Почему в физике Ньютона центр Вселенной и абсолютное движение тел следует постулировать?
6. Каким образом должна была измениться эта ситуация с появлением электродинамики Максвелла?

29. Опыт Майкельсона — Морли

Вопросы и задачи

1. Предположим, что мы использовали интерферометр типа интерферометра Майкельсона, но работающий на звуковых волнах, для измерения скорости самолета. Что мы измерим — скорость самолета относительно воздуха или относительно Земли?
2. Чему равна разность времен распространения звука, если скорость самолета равна половине скорости звука, а $l_{||} = l_{\perp} = 150$ см? (Пусть скорость звука равна 30 000 см/с.)
3. Сколько длинам волн соответствует разность, полученная в задаче 2?
4. Допустим, что все движущиеся материальные тела сокращаются в направлении движения, так что укороченная длина в этом направлении

$$l_{||} = l \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2},$$

где l — длина неподвижного тела, а v — его скорость (сокращение Лоренца — Фитцджеральда). Покажите, что в таком случае нельзя при помощи опыта Майкельсона — Морли установить движение Земли относительно эфира.

5**. В интерферометре Майкельсона — Морли плечи могут иметь различные длины (скажем, $l_{||}$ и $l_{\perp}$). Покажите, предполагая справедливость сокращения Лоренца — Фитцджеральда, что разность времен возвращения световых лучей равна

$$T_{||} - T_{\perp} = \frac{2(l_{||} - l_{\perp})/c}{\sqrt{1 - v^2/c^2}},$$

где v — скорость Земли относительно эфира.

** Двумя звездочками отмечены очень трудные задачи и вопросы.

6. Допустим, что эксперимент, описанный в предыдущей задаче, осуществлен, и никакого временного запаздывания обнаружить не удалось. Какое допущение, касающееся замедления времени в движущейся системе, может объяснить полученный результат?

7. Как можно объяснить результаты опыта Майкельсона — Морли на основании предположения, что эфир, подобно земной атмосфере, увлекается движущейся Землей?

8. Объясните, как можно проверить гипотезу об увлечении эфира Землей, осуществив опыт Майкельсона — Морли на двух высотах относительно поверхности Земли. (Опыт свидетельствует, что эфир не увлекается Землей.)

9. На какой из планет следует осуществить опыт Майкельсона — Морли, чтобы получить наибольший эффект?

10. Река шириной 100 м течет равномерно со скоростью 1 м/с. Лодка перемещается относительно воды со скоростью 10 м/с.

а. За какое время лодка пересечет реку и вернется в исходное место по кратчайшему пути?

б. За какое время лодка проплывет то же расстояние по течению реки и вернется назад?

в. За какое время лодка проплывет это расстояние в неподвижной воде?

11 *. В опыте Майкельсона — Морли длина обоих плеч равна 3000 см, а длина волны света $3 \cdot 10^{-5}$ см. Чему равно максимальное возможное значение скорости Земли относительно эфира, если при повороте плеч на 90° опыт дал нулевой результат, а точность измерения длины составляла 10^{-5} см?

30. Принцип относительности

Вопросы

1. В каком смысле два постулата Эйнштейна находятся «в кажущемся противоречии»?

2. Какие предположения кажутся противоречащими наблюдаемому постоянству скорости света?

3. Как можно объяснить результат опыта Майкельсона — Морли при помощи постулата о постоянстве скорости света в пустом пространстве (независимо от движения наблюдателя, измеряющего эту скорость), если отбросить гипотезу об увлечении эфира, сокращении плеч интерферометра и т. д. и не предполагать, что установка находится в абсолютном покое?

4. Как изменились бы все рассуждения Эйнштейна, если бы скорость света оказалась бесконечно большой?

5. Что произойдет с релятивистскими уравнениями, если величину c устремить к бесконечности?

6. Покоящаяся частица распадается за время τ_0 . Чему равно время жизни этой частицы с точки зрения наблюдателя, находящегося в лабораторной системе отсчета, если частица движется относительно нее со скоростью v ?

7. Допустим, что Геракл держит раскрытые ножницы длиной 200 000 км. Во времена, когда не было еще Эйнштейна, он мог бы свести их за $1/2$ с, разрезая бумагу со скоростью 400 000 км/с и передавая тем самым информацию (о разрезании бумаги) со скоростью, большей скорости света. Почему после Эйнштейна Геракл не может сделать то же самое?

8. Каким образом два наблюдателя, движущиеся равномерно друг относительно друга, могут оба одновременно, согласно теории Эйнштейна, утверждать, что расстояние между двумя физическими точками, измеренное другим наблюдателем, слишком мало, не вступая при этом в противоречие друг с другом?

Задачи

1. С какой скоростью должна двигаться ракета относительно наблюдателя, чтобы ее длина составляла 90% длины неподвижной ракеты?

* Звездочкой отмечены трудные задачи.

2. Космический корабль движется относительно Земли со скоростью, равной половине скорости света. Перед отлетом в корабль положили сверенный металлический стержень длиной в один метр и точные швейцарские часы.

а. Чему равна длина метрового стержня с точки зрения земного наблюдателя?

б. Сколько минут отсчитают часы на корабле за один земной час?

3. Студенту дано 50 мин на подготовку к ответу (по часам профессора). Студент и профессор движутся друг относительно друга со скоростью $0,98 c$. Сколько времени прошло по часам профессора с точки зрения студента, когда профессор сказал: «Ваше время истекло»?

4. В книге Дж. Гамова «Мистер Томпкинс в Стране Чудес» мистер Томпкинс попадает в мир, где скорость света равна всего лишь примерно 50 км/ч . Чему равна с точки зрения неподвижного наблюдателя длина велосипеда, едущего в этом мире со скоростью 25 км/ч , если для велосипедиста эта длина равна 2 м ? (В Стране Чудес никто не пользуется автомобилями, ибо развить скорость, превышающую 50 км/ч , невозможно, а при езде со скоростью, большей 30 км/ч , расход топлива становится невероятно большим.)

5. Ученый желает поместить детектор частиц на таком расстоянии от источника, чтобы большинство из них распадалось в этом месте. Он знает, что среднее время жизни частиц порядка 10^{-10} с и что они летят со скоростью $0,99 c$. На каком расстоянии от источника следует расположить детектор?

6. В Стране Чудес была построена специальная высокоскоростная ($49,5 \text{ км/ч}$) подземная железная дорога, предназначенная для «экономии времени клиентов». Хотя езда в обычном метро может преждевременно состарить любого человека, в метро из Страны Чудес это компенсируется «огромной» скоростью поездов. На сколько лет состарится мистер Томпкинс, если он будет ездить в этом метро 30 минут (по показаниям неподвижных станционных часов) ежедневно в течение 10 лет?

7. Один шар движется на восток со скоростью 2 см/с , а другой — на запад с такой же скоростью. Два протона движутся в противоположные стороны со скоростью $2 \cdot 10^{10} \text{ см/с}$ каждый. Чему равны относительные скорости частиц в каждом из этих случаев?

8. Однажды, когда мистер Томпкинс ехал в метро, он впервые взглянул на поезд, шедший во встречном направлении. Почему он подумал, что этот поезд терпит аварию?

9. Человек, находящийся внутри звездолета, движется относительно Земли со скоростью $0,8 c$. Звездолет приближается к группе звезд со скоростью $0,6 c$ относительно них. С какой скоростью эта группа звезд удаляется от Земли?

10 *. Какая-то частица живет 10^{-8} с , когда она неподвижна относительно наблюдателя. Сколько времени она проживет с точки зрения этого наблюдателя, если она будет двигаться относительно него со скоростью $0,5 c$? Что происходит при этом с «точки зрения» частицы?

11. Космический корабль покидает Землю и со скоростью $v = 0,98 c$ направляется к звезде, находящейся по данным земных наблюдений на расстоянии $3 \cdot 10^{18} \text{ м}$ от Земли. Космонавты в ракете могут проводить свои собственные измерения.

а. Чему равно расстояние между звездой и Землей с точки зрения космонавтов?

б. Сколько времени будет длиться путешествие по земным часам?

в. Сколько времени продлится путешествие по часам космического корабля?

12. Пучок протонов согласно лабораторным измерениям проходит через трубку длиной 12 см за $5 \cdot 10^{-10} \text{ с}$.

а. Чему равна скорость протонов в единицах c ?

б. Какова длина трубки с точки зрения наблюдателя, движущегося вместе с пучком?

в. Сколько времени затрачивает протон на прохождение трубки?

13. Согласно лабораторным измерениям среднее время жизни частиц, движущихся со скоростью $0,96 c$, равно 10^{-9} с . Каково среднее время жизни покоящихся частиц?

14. Среднее время жизни частиц, движущихся со скоростью $v_1 = 0,6 c$, равно τ . Определите скорость v_2 , при которой время жизни станет равным 2τ .

31. Объединение законов Ньютона и принципа относительности

Вопросы

1. Покажите, что в теории относительности закон сохранения импульса получается в предположении, что действие равно противодействию.
2. Рассмотрите вопрос о том, что произойдет с массой, скоростью и импульсом частицы, если на нее будет действовать постоянная сила в течение длительного времени.
3. Во что перейдут релятивистские модификации уравнений Ньютона, если скорость света станет бесконечно большой?
4. Чему равна минимальная энергия частицы с массой m в отсутствие сил с точки зрения теории относительности?
- 5 *. Если масса частицы равна нулю (предполагается, что такие частицы существуют), то чему равна скорость частицы? (Ответ можно получить, используя релятивистское соотношение между скоростью и импульсом.)
6. Как выглядит соотношение между энергией и импульсом для частицы с нулевой массой покоя?
7. Каковы практические следствия релятивистских модификаций уравнений Ньютона, важные при конструировании магнитов, предназначенных для удержания заряженных частиц на круговых орбитах?

Задачи

1. Мюон отличается от электрона только тем, что его масса в 207 раз превышает массу электрона и что он является нестабильным. Чему равна масса мюона, движущегося со скоростью $(\sqrt{3}/2)c$?
2. Масса покоя электрона равна $9,11 \cdot 10^{-28}$ г. Чему равны масса и импульс электрона, движущегося со скоростью $0,5 c$?
3. С помощью соотношения $E = mc^2$ можно выражать массы частиц в единицах энергии. Общепринятой единицей энергии в физике элементарных частиц является электронвольт ($1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж). Другие единицы, связанные с электронвольт-ом, таковы:

$$\begin{aligned} \text{тысяча электронвольт} &= 1 \text{ кэВ} = 10^3 \text{ эВ}, \\ \text{миллион электронвольт} &= 1 \text{ МэВ} = 10^6 \text{ эВ}, \\ \text{миллиард электронвольт} &= 1 \text{ ГэВ} = 10^9 \text{ эВ}. \end{aligned}$$

Чему равны массы электрона, мюона и протона, выраженные в МэВ?

4. Какой энергией должен обладать приближающийся к Земле протон, чтобы радиус кривизны его траектории вблизи экватора совпал с радиусом Земли? Для простоты можно считать, что магнитное поле Земли B постоянно и равно $0,5$ Гс. (Протоны с такой энергией составляют основную часть космических лучей, приходящих на Землю.)
5. Чему равны скорость и масса электрона с энергией 1 МэВ ? Чему равен радиус кривизны его траектории в магнитном поле напряженностью $10\,000$ Гс?
6. Какова скорость электрона с энергией 10 МэВ ? 100 МэВ ? На какой множитель различаются их скорости?
7. Какова скорость протона с энергией 10 МэВ ? 100 МэВ ? На какой множитель различаются их скорости?
8. Сила прикладывается в течение 1 с. Чему равно в этом случае отношение сил, необходимых для остановки электронов, движущихся со скоростями $0,8 c$ и $0,9 c$?
9. При сжигании дров выделилось 5000 Дж тепла. Чему равна потеря массы?
10. При сжигании 1 кг нефти выделяется энергия $4 \cdot 10^5$ Дж. Какой процент массы превращается в энергию?
11. Ядерный реактор выделяет 10^{13} Дж на 1 кг топлива. Каков к.п.д. реактора?
12. При какой скорости частицы ее масса m превышает массу покоя m_0 на 1% ?
13. Определите кинетическую энергию протона, при которой его релятивистская масса m превышает массу покоя m_0 на: а) 1% , б) 10% и в) 100% .

14. Чему равна кинетическая энергия электрона, если его релятивистская масса превышает массу покоя m_0 : а) в 2 раза, б) в 10 раз?

15. Чему равны: а) кинетическая энергия и б) импульс электрона, движущегося со скоростью $v = 0,98 c$? Выразите импульс в единицах МэВ/с.

16. Выразите соотношение $\beta = v/c$ через полную релятивистскую энергию E и энергию покоя $E_0 = m_0 c^2$.

17. Импульс релятивистской частицы удобно выражать в единицах МэВ/с.

а. Выразите $p = 1$ МэВ/с в единицах системы СГС.

б. Чему равна кинетическая энергия электрона, импульс которого $p = 1$ МэВ/с?

в. Чему равна кинетическая энергия протона, импульс которого $p = 1$ МэВ/с?

18. Чему равна кинетическая энергия частицы, импульс которой p равен: а) $10^{-1} E_0/c$, б) E_0/c , в) $10 E_0/c$? Выразите ответы через $E_0 = m_0 c^2$.

19. Чему равны: а) кинетическая энергия и б) импульс протона, движущегося со скоростью $\frac{4}{5} c$? Выразите импульс в единицах МэВ/с.

20. Величина мощности излучения Солнца на единицу площади равна вблизи земной поверхности 1350 Дж/с·м². Среднее расстояние между Землей и Солнцем $2 \cdot 10^{11}$ м, масса Солнца $2 \cdot 10^{30}$ кг.

а. Определите полную энергию, излученную Солнцем за 1 с.

б. Какое количество солнечной массы превращается в излучение за 1 с?

в. Определите потерю массы Солнцем за $3 \cdot 10^9$ лет (приблизительный возраст Земли).

32 и 33. Парадокс близнецов и Общая теория относительности

Вопросы и задачи

1. Сколько лет исполнится брату-близнецу через 20 земных лет, если его космический корабль летел все время со скоростью, равной $2/3$ скорости света?

2. Может ли брат-близнец, находящийся в космическом корабле, каким-нибудь образом определить, что он не был в инерциальной системе отсчета?

3. Можно ли, по крайней мере качественно, истолковать, используя понятия сил и изменений движения (т. е. при помощи теории Ньютона), искривление луча, проходящего вблизи Солнца?

4. Можно ли объяснить смещение цвета фотона в голубую сторону при его падении на Землю с крыши здания, если предположить, что частота световой частицы связана с ее энергией по формуле $E = h\nu$?

5. Стартуя с Земли, космонавт намеревается достичь звезды α Центавра за 0,43 года своей жизни. Расстояние до этой звезды, согласно земным измерениям, равно 4,3 светового года.

а. С какой скоростью должен двигаться космонавт? (Выразите скорость в единицах c .)

б. Какая минимальная энергия требуется для этого?

Положите, что масса космонавта и его кабины равна 1000 кг.

в. Выразите эту энергию в киловатт-часах ($1 \text{ кВт} \cdot \text{ч} = 3,6 \cdot 10^6 \text{ Дж}$).

6. Чему равно относительное изменение частоты фотона при его полете от Солнца до Земли?

7. Самое сильное из известных гравитационных полей наблюдается на поверхности так называемых белых карликов. Звезда 40 Эрида В является типичным белым карликом: ее масса равна 43% массы Солнца, а радиус составляет 1,6% радиуса Солнца. Каково относительное изменение частоты фотона, прилетевшего на Землю с этой звезды? (Результаты измерений, проведенных в 1954 г., отличаются от расчетных на 20—25%.)

СТРОЕНИЕ АТОМА

34. Серебряные нити

Вопросы и задачи

1. Как быстро определить, что находится в небольшом сосуде — хлористый натрий или хлористый стронций?

2. На основании чего можно было бы утверждать, что в холодном газе, окружающем Солнце, присутствует железо?

3. Как с помощью спектроскопических наблюдений определить, светятся ли Луна и планеты собственным светом или отраженным светом Солнца.

4. Как отличить в спектре солнечного света те линии Фраунгофера, которые возникают из-за поглощения в солнечной атмосфере, от линий, соответствующих поглощению газами в атмосфере Земли?

5. Пользуясь формулой Балмера, определите длину волны пятой водородной линии ($n = 7$). Почему она не была обнаружена вместе с первыми четырьмя линиями?

6. На сколько изменилась масса радиоактивного вещества, излучившего γ -квант с энергией 1 МэВ (10^6 эВ)? Как это изменение относится к массе электрона?

7. На электронном ускорителе в Кембридже частицы ускоряются до энергии 6 ГэВ. Покажите, что при такой энергии скорость электрона чрезвычайно близка к скорости света. Обычно кинетическая энергия α -частиц, излученных радиоактивным веществом, порядка нескольких МэВ. Существенны ли релятивистские поправки для этих частиц?

8. Каким образом можно доказать, что рентгеновские лучи суть электромагнитное излучение?

35. Открытие электрона

Вопросы и задачи

1. Томсон объяснял отсутствие продолжительного отклонения катодных лучей проникновением газа в трубку. Как такой газ мог повлиять на прохождение катодных лучей? (Рассмотрите простейшую модель электрического строения вещества.)

2. В современной теоретической физике рассматривается возможность существования кварков, или тяжелых (значительно тяжелее атома водорода) заряженных частиц, одна из которых обладает зарядом $1/3e$. Какую бы массу приписал Томсон кварку после измерения отношения e/m (заряда к массе) для него? Допустим, что Томсон наблюдал и другой кварк, обладающий той же массой, но с зарядом $-2/3e$. Каким образом мог бы Томсон включить эти частицы в теорию строения атома?

3. Допустим, что Томсон прикладывал магнитное поле 500 Гс в направлении, перпендикулярном направлению движения катодных частиц. При каком значении электрического поля эти частицы будут двигаться в скрещенных полях по прямой линии?

4. Как можно оправдать Томсона, который пренебрег влиянием гравитационных сил на катодные лучи? Найдите полное отклонение электрона под действием силы тяготения, если электрон пролетает двухметровую трубку с типичной скоростью 10^9 см/с.

5. Допустим, что и протоны, и электроны, и α -частицы входят в область с однородным магнитным полем. Напряженность поля равна 250 Гс, а частицы движутся перпендикулярно к полю со скоростью 10^8 см/с. Чему равны радиусы круговых траекторий, описываемых этими частицами? Изобразите эти траектории на чертеже.

6*. Милликен измерял заряд электрона, заряжая капельки масла и следя за их движением под действием гравитационных и электрических сил. Рассмотрим капельку масла с массой 10^{-14} г, которые заряжаются, поглощая излучение радиоактивного вещества. Затем эти капельки «подвешиваются» между пластинами плоского конденсатора путем подбора напряжения, уравновешивающего действие силы тяготения. Чему равно максимальное значение электрического поля, необходимое для «подвешивания» капли, если считать, что минимальный заряд капли соответствует заряду томоновской частицы?

7. Частица с зарядом q и массой m движется по прямой линии в области R_1 со скрещенными полями $B_1 = 200$ Гс и $E_1 = 4,8 \cdot 10^4$ В/м. Затем она попадает в область R_2 , где $B_2 = 1000$ Гс и $E_2 = 0$, и движется по окружности радиусом $\rho_2 = 25$ см.

а. Чему равна скорость частицы?

б. Выразите величину q/m через E_1 , B_1 , B_2 и ρ_2 .

8. Электрон, двигавшийся на север в горизонтальной плоскости со скоростью $2 \cdot 10^6$ м/с, попадает в область, где однородные поля $\mathbf{E}$ и $\mathbf{B}$ скомбинированы так, что электрон проходит эту область, не отклоняясь. Поле $\mathbf{E}$ равно по величине $3 \cdot 10^4$ В/м и направлено вертикально вниз. Каковы направление и величина поля $\mathbf{B}$?

36. Атом Резерфорда

Вопросы и задачи

1. Альфа-частицы с кинетической энергией 1 МэВ бомбардируют листок золотой фольги.

а. На какое минимальное расстояние могут они приблизиться к ядру?

б. На какое минимальное расстояние может приблизиться к ядру протон с такой же энергией?

2. Почему Резерфорд мог пренебречь столкновениями с электронами при изучении рассеяния α -частиц на большие углы?

3. Частица с массой m и начальным импульсом p_n сталкивается со свободным атомом, масса которого равна $2m$. Падающая частица отражается точно назад.

а. Чему равен конечный импульс частицы p_k ?

б. Чему равна ее конечная энергия?

в. Чему равна энергия атома после столкновения?

г. Теперь представим, что масса атома мишени равна $100m$, а частица снова отражается точно назад. Чему равны импульс и энергия частицы после отражения в этом случае? Прокомментируйте анализ опыта Резерфорда, в котором предполагалось, что $p_n = p_k$.

4 *. Было бы отклонение большим или меньшим, если бы вместо золота Резерфорд использовал железо?

а. Вычислите $\Delta r/p$, предполагая, что заряд атома железа равномерно распределен в сфере радиусом 10^{-8} см, а α -частица налетает со скоростью 10^8 см/с. Для получения оценок по порядку величины используйте допущения, описанные в тексте книги.

б. Вычислите $\Delta r/p_{\text{макс}}$ в случае ядра золота при тех же условиях.

в. Предположим, что наблюдалось рассеяние этих α -частиц на ядрах железа на угол 90° . Оцените радиус заряженного ядра атома железа. Если рассеяние на 90° наблюдалось бы при больших скоростях налетающих частиц, то означало бы это увеличение или уменьшение радиуса ядра?

5. Протон с кинетической энергией 1 МэВ падает на золотую мишень и отражается точно назад. Пусть радиус ядра атома золота равен 10^{-13} см.

а. Чему равна величина переданного импульса в этом случае?

б. В какой точке траектории протона его кинетическая энергия сравнивается с потенциальной?

в. В какой точке траектории скорость протона обращается в нуль?

6. Альфа-частица с энергией 4 МэВ рассеивается на ядре золота. Начальный импульс частицы направлен вдоль линии, отстоящей от центра ядра на расстоянии 10^{-8} см.

а. Чему равен угловой момент налетающей частицы относительно ядра мишени?

б. Изменяется ли эта величина?

в. Обращается ли скорость частицы в нуль в какой-нибудь точке ее траектории?

7. В тот день, когда Резерфорд закончил свои вычисления, он отправился к теоретику Дарвину и попросил его проверить расчеты. Кроме того, Резерфорд попросил Дарвина вычислить минимальное приближение α -частицы, летящей со скоростью $1,6 \cdot 10^9$ см/с, к точечному ядру, если бы сила отталкивания ядра изменялась по закону $2Ze^2/r^3$. Каков был ответ Дарвина?

8. Чему равно минимальное значение кинетической энергии α -частицы (в электронвольтах), способной приблизиться к точечному заряду $Q = 79e$ на расстояние: а) 10^{-8} см, б) 10^{-12} см?

37. Истоки квантовой теории

Вопросы и задачи

1. Что в нашей обычной практике указывает на то, что должны существовать какие-то принципиальные пороки в теории, которая приводит к так называемой «ультрафиолетовой катастрофе»? Энергия практически не уходит из отверстия в полость, поэтому почти все излучение, попадающее в полость, остается внутри нее. Объясните в таком случае, почему полость сходна с абсолютно черным телом?

2. Почему эйнштейновская трактовка света в сосуде как газа частиц (сходная с трактовкой кинетической теории) казалась в 1905 г. радикальным отходом от общепринятых в то время представлений? Чему равна энергия фотона, соответствующего радиоволне, длина волны которой 200 см?

3. Какой минимальной частоты фотон может быть поглощен атомом водорода, находящимся в основном состоянии? Существует ли максимальное значение для частоты фотона в этом случае?

4. Для выбивания фотоэлектронов из калия требуется энергия 2 эВ. Какой минимальной длиной волны может обладать излучение, приводящее к появлению этих фотоэлектронов?

5. Бромистое серебро (AgBr) — это светочувствительное вещество, используемое для изготовления некоторых фотографических пленок. Свет, засвечивающий пленку, должен обладать достаточной энергией для того, чтобы молекула AgBr могла диссоциировать. Эта энергия равна 1,04 эВ. При какой максимальной длине волны это произойдет?

6. Максимальная длина волны света, вызывающего фотоэффект в натрии, равна 5400 Å.

а. Вычислите энергию связи этих фотоэлектронов.

б. Какой кинетической энергией обладают фотоэлектроны, выбитые светом с длиной волны 2000 Å?

7. Какое минимальное напряжение следует приложить между катодом и анодом рентгеновской трубки, чтобы длина волны лучей была равна 10^{-8} см?

8 *. В верхней атмосфере Земли молекула кислорода O_2 диссоциирует на два атома кислорода под действием фотонов солнечного света. Максимальная длина волны фотона, вызывающего диссоциацию, равна 1750 Å. Чему равна энергия связи (в электронвольтах) двух атомов кислорода, образующих молекулу? (Это явление было предложено в качестве источника энергии при полетах на больших высотах. Солнечный свет разлагает молекулы кислорода на атомы кислорода; когда атомы рекомбинируют, выделяется энергия.)

9. Чему равен радиус орбиты первого возбужденного состояния атома водорода в модели Бора?

10. Чему равна длина волны света, излученного при переходе атома водорода со второго возбужденного уровня на первый? В какой части спектра лежит эта линия?

11. Чему равна скорость электрона, движущегося по круговой орбите радиусом 10^{-8} см вокруг протона, если предположить, что электрон не излучает? Сколько оборотов в секунду совершает электрон? Попадет ли свет, если он излучался бы таким электроном, в видимую часть спектра?

12. Время жизни возбужденного состояния типичного атома порядка 10^{-8} с. Сколько оборотов вокруг ядра может совершить электрон на первой возбужденной орбите Бора атома водорода, прежде чем перейдет в основное состояние?

Когда атом водорода совершает переход между двумя сильно возбужденными уровнями $n = 2000$ и $n = 1999$, разность энергий между этими состояниями передается фотону с энергией $h\nu$. Определите эту разность энергий и частоту фотона и сравните это излучение с излучением классического электрона, движущегося по орбите с $n = 2000$.

13. Какими были бы минимальные размеры атома водорода, если бы постоянная Планка h равнялась 1 эрг·с? Сравните эти размеры с диаметром Земли.

14. Пользуясь теорией Бора, найдите радиус орбиты основного состояния He^+ . С какой скоростью должен вращаться электрон вокруг ядра? Сравните спектры гелия и водорода.

15 *. Мю-мезон (мюон) — фундаментальная частица, ничем не отличающаяся от электрона, за исключением своей массы покоя, которая равна 207 массам покоя электрона. Предположим, что мюон захватывается ядром атома водорода и образуется мюонный атом. Сравните его уровни энергии с уровнями обычного водорода. Чему равна частота излучения, соответствующего переходу мюона из первого возбужденного состояния в основное? Что это за излучение?

16. Какую минимальную длину волны излучает обычный водород (граница серии Лаймана)?

17. Найдите длину волны (в ангстремах) фотона с энергией: а) 1 МэВ, б) 1 кэВ и в) 1 эВ.
18. Выразите релятивистскую массу фотона через h , λ и c .
19. Чему равна длина волны (в ангстремах) фотона, энергия которого соответствует половине массы покоя электрона?
20. Человеческий глаз наиболее чувствителен к желто-зеленому свету ($5500 \text{ \AA}$). Чему равна энергия фотона с длиной волны $5500 \text{ \AA}$ (в электронвольтах)?
21. Глаз человека может зафиксировать вспышку желто-зеленого света ($5500 \text{ \AA}$), если энергия света, попадающего на сетчатку, превышает примерно 10^{-18} Дж. Какому количеству фотонов соответствует эта энергия?

КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ

38. Электрон как волна

Вопросы и задачи

1. Чему равна длина волны де Бройля для электрона, движущегося со скоростью $3 \cdot 10^9 \text{ см/с}$?
2. Чему равна длина волны де Бройля, соответствующей Земле ($m = 6 \cdot 10^{24} \text{ кг}$), которая движется со скоростью $3 \cdot 10^6 \text{ см/с}$ относительно Солнца? То же для человека с массой 75 кг, идущего со скоростью 0,5 м/с?
3. В большинстве телевизионных трубок напряжение, ускоряющее электроны, порядка 20 000 В. Чему равна длина волны такого электрона?
4. При каком расстоянии между щелями дифракционной решетки пучка в 1 г, летящая со скоростью $3 \cdot 10^4 \text{ см/с}$, будет отклоняться на 30° ? ($\sin 30^\circ = 1/2$.)
5. При проведении опыта по дифракции электронов в кристалле, расстояния между атомами которого равны 10^{-8} см , было найдено, что первый дифракционный максимум находится под углом 30° . Какова была скорость электронов?
6. Чему равна скорость электрона на первой боровской орбите, если считать, что радиус атома водорода равен 10^{-8} см ?
7. а. Напишите выражение для длины волны частицы (λ), движущейся со скоростью $v = \beta c$. Выразите ответ через β , E_0 и фундаментальные постоянные.
- б. Определите λ электрона, движущегося со скоростью $v = 4/5 c$.
8. Найдите выражение для кинетической энергии K релятивистской частицы через ее длину волны λ , энергию покоя E_0 и фундаментальные постоянные.
9. Найдите выражение для длины волны λ релятивистской частицы. Выразите ответ через E_0 , K и фундаментальные постоянные.
10. Определите длину волны: а) фотона с энергией 1 МэВ, б) электрона с энергией 1 МэВ и в) протона с той же энергией.

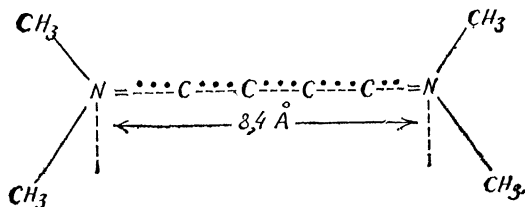
39. Уравнение Шредингера — закон движения для квантовых систем

Вопросы и задачи

1. Чем отличался бы наш мир от мира, в котором постоянная Планка равнялась бы 1 эрг·с?
2. Какой минимальной кинетической энергией обладал бы электрон, если бы он мог находиться внутри атомного ядра ($r = 10^{-12} \text{ см}$)? Сравните эту энергию с кулоновской потенциальной энергией двух противоположно заряженных частей, находящихся на расстоянии 10^{-12} см друг от друга.
3. На какой боровской орбите вокруг Солнца находится Меркурий? (Масса Меркурия $3 \cdot 10^{23} \text{ кг}$, расстояние до Солнца $6 \cdot 10^{12} \text{ см}$, скорость $5 \cdot 10^6 \text{ см/с}$.)
4. Какой была бы неопределенность скорости шарика с массой 1 г, движение которого ограничено линией длиной 10 см, если бы постоянная Планка h равнялась 1 эрг·с?

5. Допустим, что абсолютно черное тело содержит не фотоны, а свободные электроны. Какой минимальной кинетической энергией обладали бы электроны, если бы размер тела равнялся 2 см?

6. На фиг. 340 изображен однократно ионизованный анион типичного органического красителя. С хорошим приближением можно считать, что электроны, удерживаемые двойными связями в структуре, изображенной на фигуре, могут двигаться от одного конца молекулы к другому в прямоугольной потенциальной яме, ограниченной с обеих сторон бесконечно высокими стенками. Найдите при помощи такой модели энергии первых четырех уровней молекулы. Цвет красителя определяется переходом с уровня 4 на уровень 3. Какого цвета этот краситель?



Фиг. 340.

7. Чему равна минимальная кинетическая энергия K протона, заключенного внутри сферы радиусом 10^{-12} см? Сравните полученный результат с результатом задачи 2.

8. Вычислите: а) кинетическую энергию K_p протона с $\lambda = 10^{-12}$ см, б) кинетическую энергию K_e электрона с $\lambda = 10^{-12}$ см.

9. Расстояние между атомами в кристалле никеля $d = 2,15$ Å. Считая, что электроны рассеиваются на угол 45° , найдите: а) длину волны электрона λ , б) кинетическую энергию электрона (в электронвольтах).

10. Найдите значения энергии, при которых: а) фотон, б) электрон, в) протон имеют длину волны $\lambda = 1$ Å = 10^{-8} см.

40. Что такое волна де Бройля?

Вопросы и задачи

1. В каком смысле электроны образуют дифракционную картину в том случае, когда их пропускают через щель по одному?

2. Какого рода экспериментальный результат мог бы возродить интерес к интерпретации квадрата волновой функции как плотности распределения вещества в пространстве?

3. Рассмотрите электрон, заключенный в одномерном сосуде длиной l . Где волновая функция минимальна, когда электрон находится на первом возбужденном уровне ($n = 2$)? Где вероятность обнаружения электрона максимальна? Ответьте на эти же вопросы в случае, когда электрон находится на втором возбужденном уровне ($n = 3$).

4. Одна из проблем ежедневного содержания казино состоит в таком балансировании колесиков рулетки, чтобы вероятность попадания шарика на любое число равнялась $1/37$. Что может дать знание квантовой физики для решения этой проблемы?

41. О согласованности квантовомеханической точки зрения

Вопросы и задачи

1. Какова неопределенность импульса электрона, заключенного в ядре ($r = 10^{-12}$ см)? Какой неопределенности скорости это соответствует?

2. Чему равняется неопределенности скорости шара для игры в кегли (масса шара равна 300 г), если точность измерения его положения составляет $1/1000$ см?

3. Какова была бы неопределенность в задаче 2, если бы постоянная $\hbar$ равнялась $1 \text{ эрг} \cdot \text{с}$?

4. В эксперименте мы определяем положение протона с точностью 10^{-12} см . Какой минимальной энергией может при этом обладать протон?

5. Электронный пучок проходит через щель шириной 10^{-6} см со скоростью 10^9 см/с . Чему равна неопределенность положения электронов в направлении, перпендикулярном направлению движения пучка, на расстоянии 1 м от щели?

6. Если зафиксировать положение частицы, так что $\Delta x = 0$, то неопределенность импульса станет бесконечно большой. Рассмотрите этот вывод в свете известного результата теории относительности, состоящего в том, что значение скорости не может превышать скорость света c .

7. Радиоактивный изотоп серебра (Ag^{108}) распадается за $2,4 \text{ мин}$. Чему равна неопределенность его энергии?

8*. Какой кинетической энергией должен обладать электрон, если его положение известно с точностью 10^{-8} см ? Сравните эту энергию с энергией связи атома водорода. Как эта энергия связана с возможностью проследить за положением электрона на первой боровской орбите атома водорода?

9. Некоторые элементарные частицы (или резонансы) обладают неопределенностью массы порядка 200 МэВ . Чему равно время жизни таких частиц?

10. Выразите постоянную Планка в единицах $\text{эВ} \cdot \text{с}$.

11. Допустим, что фотон с $\lambda = 6000 \text{ \AA}$ излучается при переходе с уровня, среднее время жизни атома на котором равно 10^{-8} с . а) Чему равна неопределенность частоты фотона $\Delta \nu$? б) Чему равна *относительная* неопределенность частоты $\Delta \nu/\nu$?

МИР КВАНТОВ

43. Атом водорода

Вопросы и задачи

1. Чему равна энергия основного состояния электрона, заключенного в кубическом сосуде со стороной 10^{-8} см ?

2. Чему равна величина n^2 для седьмого уровня электрона, заключенного в кубическом сосуде? Какова степень вырождения этого состояния?

3. Чему равна энергия излучения, испущенного электроном, заключенным в кубе со стороной 10^{-8} см , при переходе со второго на первый возбужденный уровень? Сравните ее с энергией аналогичного перехода в атоме водорода.

4. Определите квантовое число углового момента (орбитальное квантовое число) для шарика с массой 1 г , совершающего 2 оборота в секунду на конце нити длиной 20 см . Чему равнялось бы это число, если бы значение $\hbar$ было $1 \text{ эрг} \cdot \text{с}$?

5. Пусть угловой момент системы равен $6\sqrt{2}\hbar$. Чему равно орбитальное квантовое число?

6. Одну из сторон куба, содержащего частицу, удлиннили вдвое. Что можно сказать о степени вырождения четвертого уровня полученной системы?

7. Чему равно максимальное различие в длинах волн расщепленной линии, отвечающей переходу $3S \rightarrow 2P$ в атоме водорода, при включении магнитного поля напряженностью $10\,000 \text{ Гс}$? (В обычных условиях длина волны этой линии $6500 \text{ \AA}$.) Можно ли на глаз определить изменение цвета этой линии?

8. Чему равна степень вырождения уровней атома водорода, находящегося в состоянии с главным квантовым числом, равным 3 ?

44. Взаимодействие вещества и света с атомными системами

Вопросы и задачи

1. Чему равна длина волны, соответствующая переходу $3D \rightarrow 2P$ в атоме водорода? Попадает ли это излучение в видимую часть спектра? Если да, то какого оно цвета?

2. Какой минимальной скоростью должен обладать электрон, вызывающий в одноэлектронном атоме переход $1S \rightarrow 2P$, если известно, что энергия излучения, соответствующего переходу $2P \rightarrow 1S$ в этом атоме, равна 7,8 эВ?

3. Возбужденный одноэлектронный атом испускает свет с длинами волн 1200 и 1000 Å. Допустим, что эти линии соответствуют переходам $2P \rightarrow 1S$ и $3P \rightarrow 1S$.

а. Пучок электронов с энергией 11 эВ падает на газ из этих атомов. С какой энергией будут вылетать электроны из газа?

б. Как изменится ответ на предыдущий вопрос, если увеличить энергию падающих электронов до 13 эВ?

4. Лазер испускает свет, когда большое число атомов, находившихся в возбужденном состоянии, почти одновременно переходит в основное состояние. Объясните, почему свет лазера оказывается гораздо монохроматичнее, чем свет, излученный при обычных атомных переходах (скажем, нагретым газом)?

5. Первый потенциал ионизации гелия равен 24,6 В.

а. При какой энергии (в электронвольтах) атом гелия может оказаться ионизованным?

б. До какой температуры ($3/2 k_B T = 1/2 mv^2$) следует нагреть гелиевый газ, чтобы атомы газа могли ионизовать друг друга при столкновениях?

6. Попытайтесь объяснить явление флуоресценции. (Вещество облучают ультрафиолетовым светом, в результате чего наблюдаются разнообразные удивительные цвета, которые не появляются при облучении вещества обычным светом.)

7. Водородный газ облучается светом, содержащим длины волн от 1000 до 2000 Å. На какой длине волны будет наблюдаться сильное изменение интенсивности света, выходящего из газа?

8. Попытайтесь объяснить явление фосфоресценции. (Вещество облучают светом, в результате чего облученное тело продолжает некоторое время светиться после выключения источника света.)

9. Две D -линии натрия (5890 Å и 5896 Å) расщеплены из-за наличия собственного магнитного поля B_c , снимающего вырождение по спину электрона. Чему равна величина B_c ?

45. Квантовые системы многих частиц

Вопросы и задачи

1. Сколько фермионов может находиться на первом возбужденном уровне системы частиц, заключенных в квадрате со стороной l ? А сколько бозонов?

2. Постройте периодическую таблицу для первых восьми элементов, считая, что у электрона нет спина. Какими качественными химическими свойствами должны обладать эти элементы?

3. Найдите энергию системы из 12 фермионов массы m , заключенных в кубе со стороной l . Какова энергия такой же системы из 12 бозонов?

4. Где сконцентрируется радий или радиоактивный стронций в теле человека, проглотившего эти элементы? Чтобы ответить на этот вопрос, рассмотрите химические свойства элементов, находящихся в определенных группах периодической таблицы.

5*. Чему равны квантовые числа n , l , m_l и m_s последнего электрона, заполняющего оболочку атомов серы и титана?

6. Почему так долго не могли обнаружить гелий? (Он был открыт лишь в конце девятнадцатого века.)

7. Почему μ -мезон может очутиться на наинизшем уровне атома ($1S$), в котором все низшие электронные оболочки уже заполнены?

8. а. Чему равна полная энергия E системы из 10 тождественных фермионов, заключенных в одномерном сосуде длиной l ?

б. Чему равна эта энергия (в электронвольтах), если фермионами являются электроны и $l = 10^{-8}$ см?

46. Атомное ядро

Впросы и задачи

1. Сколько нейтронов и протонов содержится в ядрах $_{10}\text{Ne}^{20}$, $_{82}\text{Pb}^{208}$ и $_{92}\text{U}^{238}$?
2. К каким свойствам ядра был бы наиболее чувствителен мюонный атом?
3. Имеется ли дефект масс при химических реакциях? Если да, то какова его примерная величина?
4. Масса изотопа бериллия $_{4}\text{Be}^8$ равна $13,288 \cdot 10^{-24}$ г. Чему равна его энергия связи?
5. Нестабильный изотоп $_{84}\text{Po}^{213}$ превращается через промежуточное ядро в стабильный изотоп $_{83}\text{Bi}^{209}$. Напишите схему распада.
6. Чему равна кинетическая энергия α -частиц, вылетающих в процессе $\text{Be}^8 \rightarrow 2\alpha$ -частицы?
7. Какая энергия выделяется в реакции синтеза $_{1}\text{H}^3 + _{1}\text{H}^1 \rightarrow _{2}\text{He}^4$?
- 8*. Что можно сказать об относительных величинах энергии α -частиц, излученных в распадах $_{90}\text{Th}^{230} \rightarrow _{88}\text{Ra}^{226} + _{2}\text{He}^4$ и $_{84}\text{Po}^{214} \rightarrow _{82}\text{Po}^{210} + _{2}\text{He}^4$? (см. табл. 5, стр. 248.)
9. Энергия, получаемая Землей от Солнца, в расчете на единичную площадку, нормальную солнечным лучам, равна $8 \cdot 10^7$ эрг/см²·мин. Какое количество водорода (в тоннах за минуту) расходуется в реакции $4(_{1}\text{H}^1) \rightarrow _{2}\text{He}^4$, чтобы Солнце могло излучать такое количество энергии?
10. Какие возражения можно привести против точки зрения Чедвика, считавшего в 1932 г., что «нейтрон — это сложная частица, состоящая из протона и электрона»?
11. Почему не бывает стабильных изобаров (элементов с одинаковыми атомными весами), атомные числа которых отличаются на единицу?
12. Найдите высоту кулоновского барьера ядра $_{92}\text{U}^{235}$ для: а) протонов и б) α -частиц.
13. В качестве грубой оценки величины энергии, высвобождающейся при делении $_{92}\text{U}^{235}$, найдите электростатическую потенциальную энергию осколков деления ($_{56}\text{Ba}^{146}$ и $_{36}\text{Kr}^{90}$) в тот момент, когда ядро $_{92}\text{U}^{235}$ начинает разваливаться. Предположите, что расстояние между осколками в начале деления порядка 10^{-12} см.

ОБЪЕДИНЕНИЕ КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ И ПРИНЦИПА ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

Главы 47 и 48

Впросы и задачи

1. Допустим, что спин электрона стал равным $3/2$. Как изменятся разрешенные уровни атома водорода в этом случае? Помните, что все частицы с полуцелым спином подчиняются принципу запрета Паули.
2. Сколькими внутренними состояниями обладал бы согласно релятивистской теории электрон со спином $5/2$?
3. Приведите примеры состояний с отрицательной энергией, существующих в природе. Чем отличаются эти состояния от дираковских состояний с отрицательной энергией, рассмотренных в гл. 47?
4. В вакуум Дирака вводится энергия 3 МэВ, в результате чего рождается электрон с энергией 1 МэВ. Что еще рождается при этом? Какова энергия этого объекта? Опишите это явление, используя идеи Дирака. Нарисуйте уровни энергии системы до и после возбуждения. В каком виде наблюдают «дырку» на опыте?
5. Чему равна минимальная энергия фотона, вызывающего рождение электрон-позитронной пары? (У к а з а н и е: предположите, что вся энергия фотона превращается в энергию покоя электрона и позитрона.)
6. Какова минимальная энергия, необходимая для рождения протон-антипротонной пары?

7*. Покажите, как из законов сохранения энергии и импульса следует, что при аннигиляции электрона и позитрона, двигавшихся навстречу друг другу, должны излучиться по крайней мере два фотона с одинаковой энергией.

8. Почему импульс и энергия частиц, участвующих в процессе, полностью не определены, если процесс точно определен в пространстве и времени?

9. Что такое реальные и виртуальные частицы?

10. Рассмотрите аннигиляцию электрон-позитронной пары на один фотон. С точки зрения наблюдателя, неподвижного относительно центра масс двух частиц, $\mathbf{p}_1 = \mathbf{p}_2$. Спрашивается:

а. Чему равна (с точки зрения этого наблюдателя) начальная энергия пары?

б. Чему равен полный импульс системы?

в. Считая, что энергия и импульс сохраняются, найдите «массу» фотона, излученного при аннигиляции, при помощи соотношения Эйнштейна $E^2 = m^2c^4 + p^2c^2$. Существует ли такой фотон? Описывает ли данная схема реальный процесс?

Представление о виртуальной, или ненаблюдаемой, частице можно выразить иными словами: такая частица не подчиняется соотношению Эйнштейна, т. е. ее масса не является физически наблюдаемой массой.

ПЕРВОМАТЕРИЯ

Главы 50—56

Вопросы и задачи

1. Какую кинетическую энергию уносит нейтрино при распаде заряженного пиона (π -мезона)?

2. Какой камерой — пузырьковой или туманной — следует пользоваться при изучении поведения высокоэнергичной частицы, относительно слабо взаимодействующей с веществом, через которое она проходит?

3. K^+ -мезон с энергией 600 МэВ (его масса покоя равна 494 МэВ) оставляет в водородной пузырьковой камере метровый трек, после чего он распадается. Чему равно приблизительное значение времени жизни K^+ -мезона? Какие допущения, могущие повлиять на точность ответа, вы сделали при вычислении этой величины? Распадается ли K^+ -мезон посредством сильных взаимодействий или нет?

4. Как можно сконструировать счетчик, регистрирующий только такие электроны, энергия которых превышает 600 МэВ?

5. Какие из приведенных ниже процессов невозможны и почему? Считайте, что начальные частицы обладают достаточной кинетической энергией для осуществления процесса.

а) $\gamma + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$,

б) $\gamma + p \rightarrow n + \pi^+ + \pi^0$,

в) $\gamma + p \rightarrow K^+ + \Lambda^0$,

г) $p + p \rightarrow \Xi^0 + K^0 + \pi^+$,

д) $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + \Lambda^0$,

е) $\pi^- + p \rightarrow n + \pi^0$,

ж) $\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + \mu^+ + \bar{\nu}$.

6. Покажите, что в нерелятивистском приближении частота обращения частицы в однородном магнитном поле циклотрона не зависит от радиуса орбиты.

7. Какие из перечисленных ниже распадных процессов невозможны и почему?

а) $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 + \pi^0$,

б) $\Sigma^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \pi^0$,

в) $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^+$,

г) $\Lambda^0 \rightarrow n + \pi^0$,

д) $n \rightarrow \pi^+ + e^- + \nu + \bar{\nu}$.

8. Циклотрон настроили на ускорение α -частиц. Как при этом изменилась частота переменного электрического поля, если магнитное поле циклотрона осталось прежним? Рассмотрите эту задачу и для случая дейтронов.

9. Какие из указанных ниже распадов обладают временами жизни, характерными для сильных, слабых или электромагнитных взаимодействий?

а) $\Xi^+ \rightarrow \pi^+ + \Lambda^0$,

б) $K^- \rightarrow \mu^- + \nu$,

в) $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$,

г) $\Omega^- \rightarrow \Xi^0 + \pi^-$,

д) $\Xi^- \rightarrow \pi^- + \Lambda^0$.

10. Обсудите возможные способы создания пузырьковой или искровой камер, при помощи которых можно было бы изучать поведение высокоэнергичных фотонов (γ -лучей).

11. Разместите следующие распады в порядке возрастания времени жизни частиц:

а) $\Delta^{++} \rightarrow p + \pi^+$,

б) $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$,

в) $\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0$.

12. Чему равны радиусы кривизны протонов с энергиями 10 кэВ, 10 МэВ и 10 ГэВ, движущихся в магнитном поле напряженностью $2 \cdot 10^4$ Гс?

13. Каким радиусом должен обладать циклотрон, способный ускорить α -частицы до энергии 25 МэВ, если напряженность магнитного поля в циклотроне равна $2 \cdot 10^4$ Гс?

14. Генератор Ван де Граафа можно использовать для ускорения электронов, протонов, дейтронов и α -частиц. Какой энергией будет обладать каждая из этих частиц после ускорения, если напряжение в генераторе равно $6 \cdot 10^6$ В? С какими скоростями они будут двигаться?

15. Какое поле требуется для удержания протонов с энергией 200 ГэВ в кольце синхротрона в Вестоне?

ОТВЕТЫ НА НЕКОТОРЫЕ ЗАДАЧИ

Глава 30

1. 0,44 с.
3. 4 ч. 12 мин.
5. 21 см.
7. 4 см/с, $2,8 \cdot 10^{10}$ см/с.
9. 0,39 с.
12. а) $\frac{4}{5}$ с; б) 7,2 см; в) $3 \cdot 10^{-10}$ с.

Глава 31

1. В 2 раза больше его массы покоя.
3. 0,511; 106 и 938.
5. $m = 2,7 \cdot 10^{-29}$ г, $v = 2,8 \cdot 10^{10}$ см/с, $r = 0,47$ см.
7. $4,24 \cdot 10^9$ см/с; $1,28 \cdot 10^{10}$ см/с; множитель = 3,03.
9. $5,56 \cdot 10^{-11}$ г.
11. 0,011%.
13. а) 9,38 МэВ; б) 93,8 МэВ; в) 938 МэВ.
15. а) 2,06 МэВ; б) 2,52 МэВ/с.
17. а) $5,33 \cdot 10^{-17}$ г·см/с; б) 0,612 МэВ; в) $5,32 \cdot 10^2$ эВ.
19. а) 625 МэВ; б) $1,25 \cdot 10^3$ МэВ/с.

Главы 32 и 33

5. а) 0,995 с; б) $8,1 \cdot 10^{30}$ Дж; в) $2,75 \cdot 10^{14}$ кВт·ч.
7. $5,7 \cdot 10^{-5}$.

Глава 34

1. Следует поместить вещество в пламя.
5. 3969,7 Å; эта линия расположена за пределами видимой части спектра.

Глава 35

3. 500 В/см.
5. 43,1 см; 0,0235 см; 86,2 см.
7. а) $2,4 \cdot 10^6$ м/с; б) $E_1/B_1 B_2 \rho_2$.

Глава 36

1. а) $4,32 \cdot 10^{11}$ см; б) $2,16 \cdot 10^{11}$ см.
3. а) $\rho_n/3$; б) $\rho_n^2/18m$; в) $4\rho_n^2/9m$; г) $0,98\rho_n$; $0,48\rho_n^2/m$.
5. 0,43 МэВ/с; б) $2,3 \cdot 10^{-11}$ см; в) $1,1 \cdot 10^{-11}$ см.
7. $1,46 \cdot 10^{-6}$ см.
8. а) 2,3 кэВ; б) 23 МэВ.

Глава 37

3. Минимальная частота $2,46 \cdot 10^{15}$, максимальная частота $3,29 \cdot 10^{15}$ с⁻¹.
5. 11,900 Å.
7. 12 400 В.
9. $2,12 \cdot 10^{-8}$ см.
11. а) $1,6 \cdot 10^8$ см/с; б) $2,54 \cdot 10^{15}$; в) не попадает.
13. $2 \cdot 10^{14}$ см.
15. 5,86 Å; рентгеновские лучи.
17. а) 0,0124 Å; б) 12,4 Å; в) 12 400 Å.
19. 0,0243 Å.
21. ~3 фотона

Глава 38

1. $2,43 \cdot 10^{-9}$ см.
3. $6,2 \cdot 10^{-9}$ см.

5. $5,15 \cdot 10^8$ см/с.

7. а) $\sqrt{\frac{1-\beta^2}{\beta^2}} \frac{hc}{E_0}$; б) $1,82 \cdot 10^{-10}$ см.

9. $\frac{hc}{K} \frac{1}{\sqrt{1+(2E_0/K)}}$.

Глава 39

3. $8,5 \cdot 10^{82}$.

5. $1,75 \cdot 10^{-27}$ эрг.

7. ~ 21 МэВ $\ll E_0$.

9. а) $1,52$ Å; б) $65,25$ эВ.

Глава 40

3. $x=0$, $l/2$, l ; $x=l/4$, $3l/4$; $x=0$, $l/3$, $2l/3$, l ; $x=l/6$, $l/2$, $5l/6$.

Глава 41

1. $6,6 \cdot 10^{-15}$ г·см/с; почти $3 \cdot 10^{10}$ см/с.

3. $3,3$ см/с.

5. $0,7$ см.

7. $4,6 \cdot 10^{-30}$ эрг.

9. $2,1 \cdot 10^{-23}$ с.

11. а) 10^8 Гц; б) $2 \cdot 10^{-7}$.

Глава 43

1. 110 эВ.

3. 110 эВ.

5. 8 .

7. $0,6$ Å; нет.

Глава 44

1. 6563 Å; да; красное.

3. а) 11 эВ, $0,7$ эВ; б) 13 эВ, $10,9$ эВ, $2,7$ эВ, $0,6$ эВ.

5. $24,6$ эВ, $1,9 \cdot 10^5$ К.

7. 1220 Å.

Глава 45

1. 4 , ∞ .

3. $78h^2/8ml^2$, $36h^2/8ml^2$.

5. 3 , 1 , 0 , $1/2$; 3 , 2 , 0 , $1/2$.

Глава 46

1. 10 , 10 ; 82 , 126 ; 92 , 146 .

3. Да; $13,6$ эВ для водорода ($\approx 3 \cdot 10^{-32}$ г).

5. ${}_{84}\text{Po}^{213} \rightarrow {}_{82}\text{Pb}^{209} \rightarrow {}_{83}\text{Bi}^{209}$.

7. $16,2$ МэВ.

9. $4 \cdot 10^{10}$ т/мин.

Главы 47 и 48

5. $1,022$ МэВ.

Главы 50—56

1. $30,4$ МэВ.

3. 10^{-8} с.

5. Не сохраняются: а) барионное число и заряд; г) заряд; д) гиперзаряд (мало-вероятный процесс); ж) барионное число.

7. Не сохраняются: а) энергия; б) барионное число; в) заряд; д) барионное число.

9. в)—быстрый процесс, все остальные—медленные.

11. а), б), в).

13. $72,5$ см.

15. $6,7 \cdot 10^3$ Гс.

ЛИТЕРАТУРА

К главе 28

1. *Lucretius*, De Rerum Natura, C. J. Munro, trans., Cambridge, vol. 3, 1886. (Имеется перевод: *Лукреций*, О природе вещей, изд-во «Художественная литература», М., 1937, стр. 45.)
2. *Там же*, стр. 60.
3. *Bruno Giordano*, On the Infinite Universe and Worlds, Dorothea M. Singer, trans., in Giordano Bruno, Shuman, New York, p. 249, 1950.
4. *Там же*, p. 254.
5. Sir Isaac Newton's Mathematical Principles of Natural Philosophy and His System of the World, Andrew Motte, trans., University of California Press, Berkeley, 1962, vol. 1, p. 6. (Имеется перевод: *Крылов А. Н.*, Собрание трудов, т. 7, М.—Л., 1936, стр. 30.)
6. *Там же*, p. 8 (стр. 32).
7. *Там же*, The System of the World, Hypothesis I (стр. 526).
8. *Maxwell J. C.*, Encyclopedia Britanica Article. (Имеется перевод: *Максвелл Д. К.*, Статьи и речи, изд-во «Наука», М., 1968, стр. 194 и 206.)
9. *Там же*, стр. 202.

К главе 29

1. *Michelson A. A.*, *Morley E. W.*, American Journal of Science, **34**, 333 (1887).
2. *Kittel C.* et al, Mechanics, Berkeley Physics Course, I, McGraw Hill, New York, 1962. (Имеется перевод: *Киттель Ч.*, Берклевский курс физики, т. 1, Механика, изд-во «Наука», Москва, 1971.)

К главе 30

1. *Einstein Albert*, On the Electrodynamics of Moving Bodies, in The Principle of Relativity, Methuen, London, 1923, pp. 37, 38. (Имеется перевод: *Эйнштейн Альберт*, Собрание научных трудов, изд-во «Наука», М., 1965, т. 1, стр. 7.)
2. *Minkowski Hermann*, Address on «Space and Time», 1908, in The Principle of Relativity, Methuen, London, 1923, p. 81.
3. *Lorentz H. A.*, Proceedings of the Academy of Sciences of Amsterdam, 1904.
4. *Minkowski H.*, см. [2], pp. 82, 83.
5. *Einstein Albert*, см. [1], p. 41. (Имеется перевод: *Эйнштейн Альберт*, Собрание научных трудов..., стр. 10.)
6. *Minkowski*, см. [2], p. 81.
7. *Einstein Albert*, см. [1], p. 37. (Имеется перевод: *Эйнштейн Альберт*, Собрание научных трудов..., стр. 7.)
8. *Там же*, pp. 39, 40 (стр. 9).
9. *Там же*, p. 40 (стр. 9).
10. *Там же*, pp. 42, 43 (стр. 13).
11. *Там же*, p. 48 (стр. 18).
12. *Там же*, pp. 37, 38 (стр. 7).
13. *Там же*, p. 41 (стр. 10).
14. *Там же*, p. 65 (стр. 35).
15. Sir Isaac Newton's Mathematical Principles of Natural Philosophy and His System of the World, Andrew Motte, trans., University of California Press, Berkeley, 1962, vol. 1, p. 6. (Имеется перевод: *Крылов А. Н.*, Собрание трудов, т. 7, М.—Л., 1936, стр. 30.)

К главе 31

1. *Einstein Albert*, Does the Inertia of a Body Depend upon Its Energy-Content? in the Principle of Relativity, Methuen, London, 1923, p. 71. (Имеется перевод: *Эйнштейн Альберт*, Собрание научных трудов, изд-во «Наука», М., т. I, стр. 38).
2. *Там же*, p. 71 (стр. 38).
3. *Bertozzi W.* et al, Am. J. Phys., **32**, 551 (1964).

К главе 32

1. *Einstein Albert*, On the Electrodynamics of Moving Bodies, in the Principle of Relativity, Methuen, London, 1923, pp. 37, 38. (Имеется перевод: *Эйнштейн Альберт*, Собрание научных трудов, изд-во «Наука», М., 1965, т. I, стр. 7.)

К главе 33

1. *Данте*, Божественная комедия, изд-во «Художественная литература», М., 1967, стр. 94.
2. *Misner C. W.*, *Wheeler J. A.*, Ann. Phys., **2**, 529 (1957).
3. *Shapiro I. I.*, Phys. Rev. Lett., **13**, 789 (1964).
4. *Pound R. V.*, *Rebka G. A.*, Phys. Rev. Lett., **4**, 337 (1960).
5. *Lowry Malcolm*, Under the Volcano, Vintage Books, New York, 1958.

К главе 34

1. Приведено у *Magie W. F.*, A Source Book in Physics, Harvard University Press, Cambridge, Copyright 1935, 1963, p. 298. (Имеется перевод: см. УФН, **VII**, вып. 2 (1927), 124.)
2. *Там же*, p. 298 (стр. 124).
3. *J. von Fraunhofer's gesammelte Schriften*, München, 1888, S. 7. (Имеется перевод: *Львоцки М.*, История физики, изд-во «Мир», М., 1970, стр. 216.)
4. *Kirchoff G. R.*, см. [1], p. 354.
5. *Там же*, pp. 354, 355.
6. *Там же*, pp. 355, 356.
7. *Там же*, p. 354.
8. *Там же*, p. 361.
9. *Там же*, p. 601.
10. *Там же*, p. 601.
11. *Holton G.*, Introduction to the Concepts and Theories of Physical Science, Addison-Wesley, Reading, Mass., 1952.
12. Приведено в [1], p. 612.
13. *Там же*, p. 616.
14. *Einstein Albert*, см. [1] в гл. 31, p. 71. (Имеется перевод: *Эйнштейн Альберт*, Собрание научных трудов, изд-во «Наука», М., 1965, т. I, стр. 38.)

К главе 35

1. *Lucretius*, De Regum Natura. (Имеется перевод: *Лукреций*, О природе вещей, изд-во «Художественная литература», М., 1937, стр. 39.)
2. Приведено у *Magie W. F.*, см. [1] в гл. 34, p. 583.
3. *Там же*, p. 589.
4. *Там же*, pp. 596, 597.
5. *Thomson Joseph John*, Recollections and Reflections, Macmillan, New York, 1937, p. 334.
6. Приведено у *Magie W. F.*, см. [2], p. 384.
7. *Там же*, pp. 384, 385.
8. *Там же*, p. 385.

К главе 36

1. *Rutherford Ernest* (Lord Rutherford), The Scattering of α and β Particles by Matter and the Structure of the Atom, *Philosophical Magazine*, **21** (1911).
2. Там же.
3. *Collected Papers of Lord Rutherford of Nelson*, J. Chadwick, ed., Wiley, New York, 1963.
4. *Holton G*, см. [11] из гл. 34.
5. *Collected Papers...*, см. [3].
6. *Rutherford Ernest*, см. [1].
7. Там же.
8. Там же.

К главе 37

1. *Bohr Niels*, *Journal of the Chemical Society*, Feb. 1932, p. 349. (Имеется перевод: *Бор Нильс*, Избранные научные труды, т. II, изд-во «Наука», М., 1971, стр. 79.)
2. Там же, стр. 81.
3. *Rutherford Ernest*, см. [1] из гл. 36.
4. *Richtmyer F. K., Kennard E. H.*, *Introduction to Modern Physics*, 4th ed., McGraw-Hill, New York, 1947.
5. *Planck Max*, *Scientific Autobiography and Other Papers*, Frank Gaynor, trans., *Philosophical Library*, New York, 1949, p. 44. (Имеется перевод: *Планк Макс*, Сборник к столетию со дня рождения, изд-во АН СССР, М., 1958, стр. 27.)
6. Там же, p. 44 (стр. 27).
7. Там же, p. 44, 45 (стр. 28).
8. *Beiser A.*, *The Science of Physics*, Addison-Wesley, Reading, Mass., 1964.
9. *Bohr Niels*, On the Constitution of Atoms and Molecules, *Philosophical Magazine*, **26** (1913). (Имеется перевод: *Бор Нильс*, Избранные научные труды, т. I, изд-во «Наука», М., 1970, стр. 92.)

К главе 38

1. *Physical Science Study Committee*, *Physics*, D. C. Heath, Boston, 1967. (Имеется перевод: *Физика*, ч. 1, Вселенная, пер. под ред. А. С. Ахматова, изд-во «Наука», М., 1973.)
2. *Davison C. J., Germer H.*, *Physical Review*, **30**, 705 (1927).
3. *Valasek J.*, *Introduction to the Theoretical and Experimental Optics*, Wiley, New York, 1949.
4. *Raether H.*, *Elektroninterferenzen*, *Handbuch der Physik*, XXXII, Springer, Berlin, 1957.

К главе 40

1. *Goldberg A., Schey H. M., Schwartz J. L.*, *American Journal of Physics*, **35**, March 1967.
2. *Born Max*, *Atomic Physics*, 7th ed., Hefner, New York, 1962, Ch. IV. (Имеется перевод: *Борн Макс*, Атомная физика, изд-во «Мир», М., 1970. Отрывок в тексте — из статьи М. Борна «Статистическая интерпретация квантовой механики». Русский перевод см. *Борн М.*, *Физика в жизни моего поколения*, ИЛ, М., 1963, стр. 308.)

К главе 41

1. *Тамм И. Е.*, Нильс Бор и современная физика, в сб. «Развитие современной физики», изд-во «Наука», М., 1964, стр. 7.
2. *Философская энциклопедия*, М., т. 4, 1967, стр. 287.

К главе 43

1. *Weidner R. T., Sells R. L.*, *Elementary Modern Physics*, Rev. ed., Allyn and Bacon, Boston, 1968.
2. *Zeeman Peter*, см. [1] в гл. 34, p. 385.

К главе 44

1. *Bohr Niels*, см. [9] в гл. 37, р. 19. (Имеется перевод: *Бор Нильс*. Избранные научные труды, т. I, изд-во «Наука», М., 1970, стр. 100.)

К главе 45

1. *Orear J.*, *Fundamental Physics*, Wiley, New York, 1961. (Имеется перевод: *Орир Дж.*, Популярная физика, изд-во «Мир», М., 1969.)

К главе 46

1. *Rutherford Ernest*, см. [1] из гл. 36.
2. *Haworth Muriel*, *The Life Story of Frederick Soddy*, New World Publications, London, 1958, p. 184.
3. *Rutherford*, см. [1].
4. *Broek, van der A.*, *Nature*, **92**, 372 (1913).
5. *Soddy Frederick*, *Nature*, **92**, 399 (1913).
6. *Там же*, р. 400.
7. *Rutherford Ernest*, *Collision of α Particles with Light Atoms*, IV. An Anomalous Effect in Nitrogen, *Philosophical Magazine*, **37** (1919). (Имеется перевод: *Резерфорд Э.*, Строение атома и искусственное разложение элементов, М.—Л., 1923, стр. 80.)
8. *Einstein Albert*, см. [1] в гл. 31, р. 71. (Имеется перевод: *Эйнштейн Альберт*, Собрание научных трудов, изд-во «Наука», М., 1965, т. I, стр. 38.)
9. *Gamow George*, *Quantum Theory of the Atomic Nucleus*, *Zeitschrift für Physik*, **51** (1928), Henry A. Boorse and Lloyd Motz, trans., in *The World of the Atom*, Basic Books, New York, 1966, vol. II, pp. 1129—1130.
10. *Weidner R. T.*, *Sells R. L.*, см. [1] из гл. 43.
11. *Meitner Lise* and *Frisch O. R.*, *Disintegration of Uranium by Neutrons: A New Type of Nuclear Reaction*, *Nature*, **143**, 239 (1939).
12. *Atkins K. R.*, *Physics*, Wiley, New York, 1965.

К главе 47

1. *Dirac P. A. M.*, *A Theory of Electrons and Protons*, *Proceedings of the Royal Society (London)*, **A128** (1930).
2. *Oppenheimer J. R.*, *On the Theory of Electrons and Protons*, *Physical Review*, **35**, 562 (1930).
3. *Anderson Carl D.*, *The Positive Electron*, *Physical Review*, **43**, 491 (1933).

К главе 48

1. *Erickson G. W.*, *Yennie D. R.*, *Ann. of Phys.*, **35**, 271 (1965).
2. *Triebwasser S.*, *Dayhoff E.*, *Lamb W., Jr.*, *Physical Review*, **89**, 98 (1953).

К главе 49

1. *Newton Isaac*, *Optics*, I. B. Cohen, ed., Dover, New York, 1952, p. 400. (Имеется перевод: *Ньютон И.*, Оптика или трактат об отражениях, преломлениях, изгибаниях и цветах света, изд. 2-е, Государственное издательство технико-теоретической литературы, М., 1954, стр. 303.)
2. *Treiman S. B.*, *The Weak Interactions*, *Scientific American*, **200**, March 1959, p. 77.

К главе 50

1. *Wilson C. T. R.*, *Le Prix Nobel*, 1927.
2. *Там же*.
3. *Wilson C. T. R.*, *Proceedings of the Royal Society (London)*, **A87**, 278 (1912).

4. *Kaplan I.*, Nuclear Physics, 2nd ed., Addison-Wesley, Reading, Mass., 1963.
5. *Weidner R. T.*, *Sells R. L.*, см. [1] из гл. 43.
6. *Richards J. A.*, *Sears F. W.*, *Wehr M. R.*, *Zemanski M. W.*, Modern University Physics, Addison-Wesley, Reading, Mass., 1960.
7. *Re'allack J. G.*, *Brode R. B.*, Physical Review, **75**, 1716 (1949).

К главе 51

1. *Weidner R. T.*, *Sells R. L.*, см. [1] в гл. 43.
2. *Richards J. A.*, *Sears F. W.*, *Wehr M. R.*, *Zemanski M. W.*, см. [6] в гл. 50.
3. *Yang C. N.*, Elementary Particles: A Short History of Some Discoveries in Atomic Physics, Princeton University Press, 1962.
4. *Kane J. V.*, Physics Today, July, 1966, p. 66.

К главе 52

1. *Yukawa Hideki*, On the Interaction of Elementary Particles, I, Proceedings of the Physico-Mathematical Society of Japan (3), **17**, 48, 49 (1935).
2. Там же, p. 53.
3. Там же, p. 57.
4. *Millikan R. A.*, Electrons, Protons, Photons, Neutrons, Mesotrons, and Cosmic Rays, University of Chicago Press, Chicago, 1947.
5. *Powell C. F.*, *Occhialini G. P. S.*, Nuclear Physics in Photographs, Clarendon Press, Oxford, 1947.
6. *Powell C. F.*, Report on Progress in Physics, **13**, 384 (1950).

К главе 53

1. *Thorndike A. M.*, Mesons: A Summary of Experimental Facts, McGraw-Hill, New York, 1952.
2. *Powell C. F.*, *Fowler P. H.*, *Perkins D. H.*, The Study of Elementary Particles by the Photographic Method, Pergamon Press, New York, 1960.

К главе 54

1. *Yang C. N.*, см. [3] в гл. 51.

К главе 55

1. *Yang C. N.*, см. [3] в гл. 51.
2. *Pauli W.*, Letter to Prof. V. F. Weisskopf, Jan. 17, 1957.
3. *Pauli W.*, Letter to Prof. V. F. Weisskopf, Jan. 27, 1957.

К главе 56

1. *Barnes V. E.* et al, Physical Review Lett., **12**, Febr. 24 (1964).
2. *Rosenfeld* et al., Rev. Mod. Phys., **39** (1967).
3. *Tyndall John*, Faraday as a Discoverer, London, 1868.

ОГЛАВЛЕНИЕ

ПЕРЕСМОТР ПОНЯТИЙ ПРОСТРАНСТВА И ВРЕМЕНИ

28. Абсолютное движение, абсолютный покой	7
29. Опыт Майкельсона — Морли	14
30. Принцип относительности	26
31. Объединение законов Ньютона и принципа относительности	64
32. Парадокс близнецов	77
33. Общая теория относительности (теория тяготения Эйнштейна)	80

СТРОЕНИЕ АТОМА

34. Серебряные нити	91
35. Открытие электрона	98
36. Атом Резерфорда	106
37. Истоки квантовой теории	115

КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ

38. Электрон как волна	135
39. Уравнение Шредингера — закон движения для квантовых систем . .	140
40. Что такое волна де Бройля	148
41. О внутренней согласованности квантовомеханической точки зрения	160
42. Переход от квантовой точки зрения к классической	180

МИР КВАНТОВ

43. Атом водорода	188
44. Взаимодействие частиц и фотонов с атомными системами	207
45. Квантовые системы многих частиц	217
46. Атомное ядро	231

ОБЪЕДИНЕНИЕ КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ И ПРИНЦИПА ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

47. Электрон как релятивистская волна	257
48. Взаимодействие электронов и фотонов	268

ПЕРВОМАТЕРИЯ

49. Что такое элементарная частица	295
50. Как наблюдают элементарные частицы	299
51. Как создают элементарные частицы	308
52. Что удерживает частицы ядра вместе	316
53. Странные частицы	323
54. Заряд, изотопический спин и странность	332
55. Симметрия: от Пифагора до Паули	340
56. μ^+ μ^- ν_μ $\bar{\nu}_\mu$	346

ПРИЛОЖЕНИЯ

Вопросы и задачи	361
Ответы на некоторые задачи	376
Литература	378

УВАЖАЕМЫЙ ЧИТАТЕЛЬ!

Ваши замечания о содержании книги, ее оформлении, качестве перевода и другие просим присылать по адресу: 129820, Москва, И-110, ГСП, 1-й Рижский пер., 2, изд-во «Мир».

Л. Купер

ФИЗИКА ДЛЯ ВСЕХ

Том II

Редактор В. И. Рыдник
Художник С. И. Мухин
Художественный редактор Е. Н. Урусов
Технический редактор Н. Д. Толстякова

Сдано в набор 29/VI 1973 г.
Подписано к печати 23/XI 1973 г.
Бум. тип № 2 60×90¹/₁₆=12,50 бум. л.
25 печ. л., в т/ч 1 п. л. иллюстр.
Уч.-изд. л. 24,03. Изд. № 2/6993
Цена 1 р. 38 к. Заказ № 495

ИЗДАТЕЛЬСТВО «МИР»

Москва, 1-й Рижский пер., 2

Ордена Трудового Красного Знамени
Первая Образцовая типография
имени А. А. Жданова Союзполиграфпрома
при Государственном комитете
Совета Министров СССР по делам
издательств, полиграфии и книжной торговли
Москва, М-54, Валовая, 28



Фото 1. Спектроскоп.

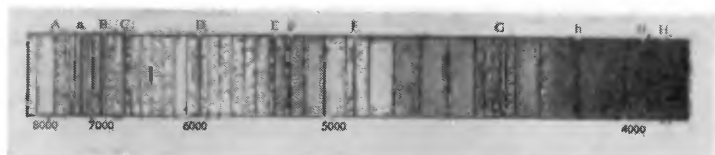


Фото 2. Линии Фраунгофера в солнечном спектре.

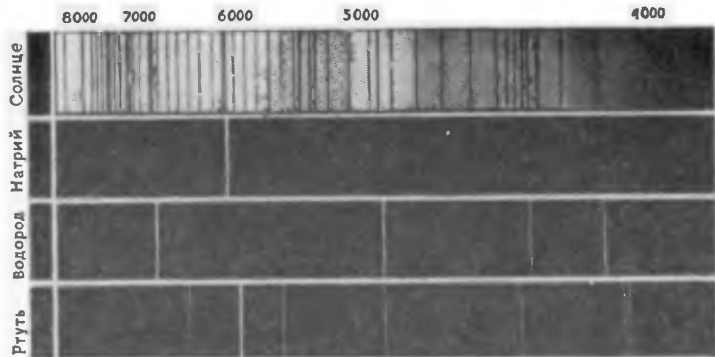


Фото 3. Линии Фраунгофера в солнечном спектре и спектры некоторых элементов.

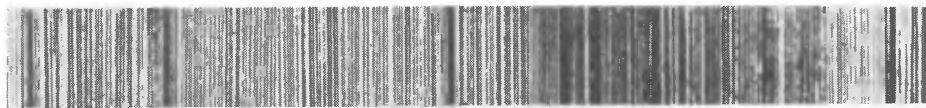


Фото 4. Часть спектра Фраунгофера звезды Сириус.

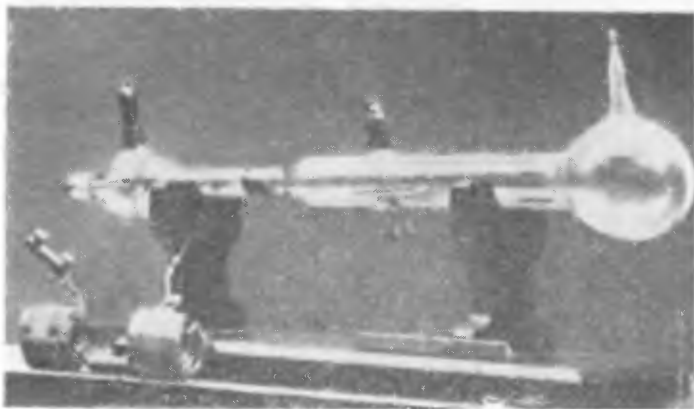


Фото 5. Установка Томсона.

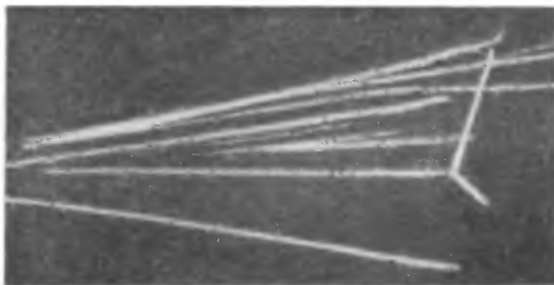


Фото 6. Альфа-частицы двигались слева направо. Одна из них столкнулась с атомом кислорода и отлетела в правый верхний угол; атом же кислорода отскочил в направлении правого нижнего угла снимка (взято из [4]).

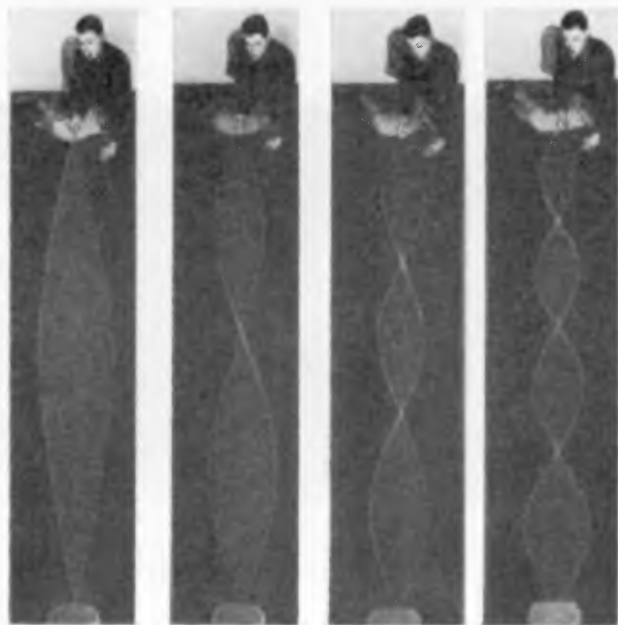


Фото 7. Только при определенных частотах, или длинах волн, возникают неподвижные волновые картины (взято из [1]).

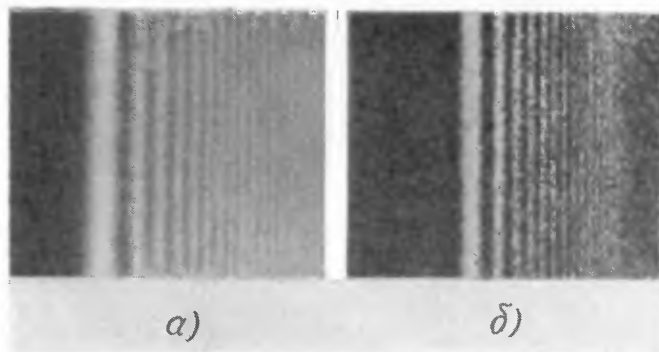


Фото 8. Сравнение дифракции электронов с дифракцией видимого света на крае препятствия. а) Дифракционная картина для света (взято из [3]); б) дифракционная картина для электронов. В качестве препятствия здесь служил небольшой кубический кристалл MgO , размеры которого значительно меньше 10^{-4} см, а дифракционные полосы были сфотографированы при помощи электронного микроскопа (взято из [4]).

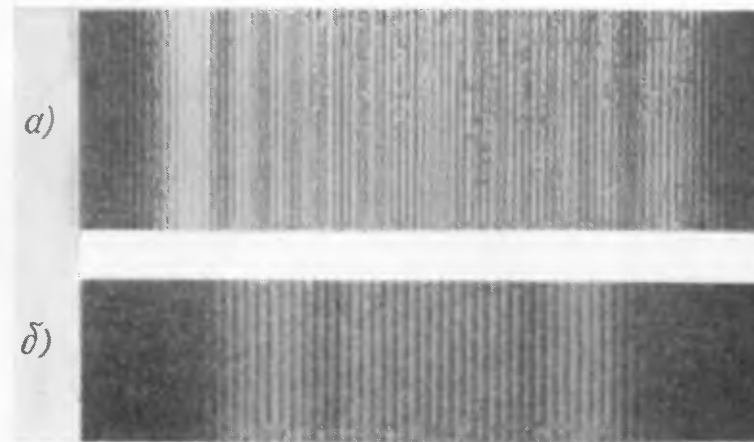


Фото 9. Сравнение интерференционных картин, полученных с помощью устройства, сходного с двойной щелью, для света (а) и электронов (б) [снимок а) взят из [3], а б) сделан профессором Молленштеттом из Тюбингенского университета].

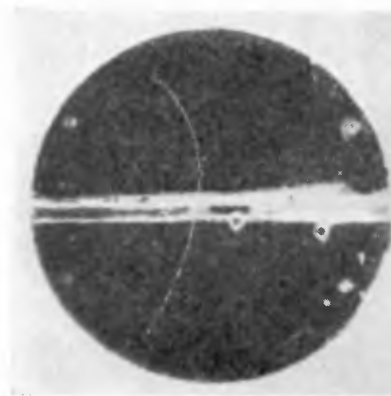


Фото 10. Оригинальная фотография трека позитрона, полученная Андерсоном. Частица приходит снизу (большая скорость, малая кривизна трека), замедляется в металлической пластине и выходит из нее с меньшей скоростью (большая кривизна трека). По направлению закручивания траектории можно определить, что данная частица заряжена положительно.



Фото 11. Образование электронно-фотонного ливня. Электрон с импульсом 1 ГэВ/с (т. е. с энергией ~ 1 ГэВ) вошел в пузырьковую камеру, заполненную иодистым метилпропаном, и вызвал ливень γ -лучей и электронных пар. Этот процесс можно наблюдать благодаря высокой плотности среды, атомы которой обладают еще и большими значениями Z .

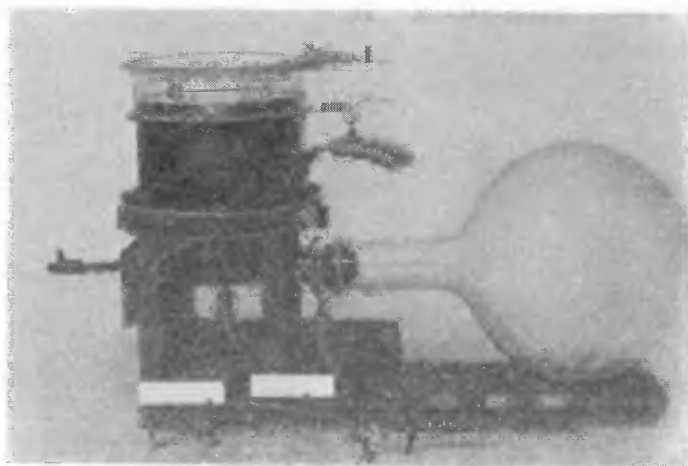


Фото 12. Первая туманная камера Вильсона.

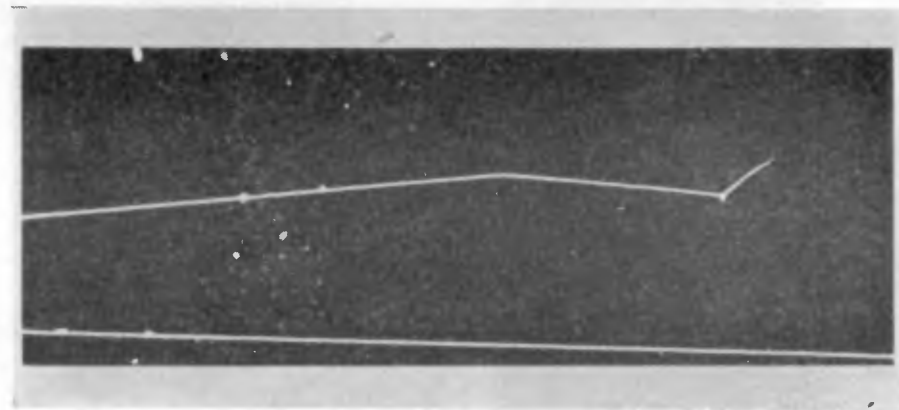


Фото 13. Фотография, полученная Вильсоном в 1912 г. с помощью своей камеры. На ней представлен последний участок пути α -частицы в воздухе, увеличенный в 5,4 раза. На треке имеются два характерных излома, соответствующих столкновениям α -частицы с ядрами кислорода и азота воздуха.

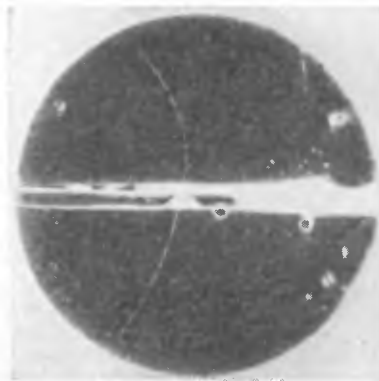


Фото 14. Первый позитрон.

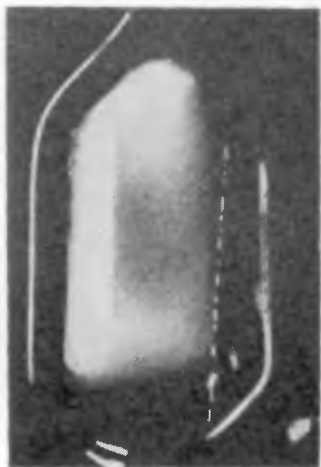


Фото 15. Одна из первых
пузырьковых камер.

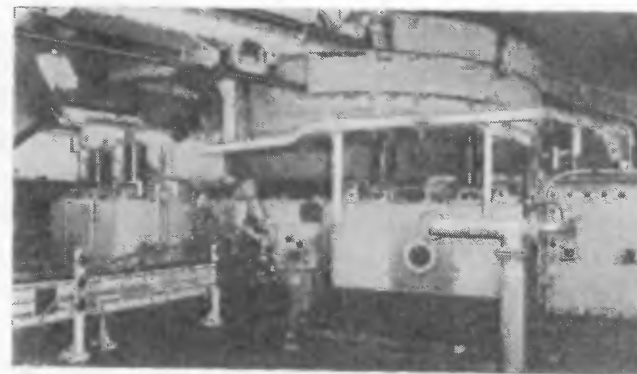


Фото 17. 4,7-метровый синхроциклотрон, ускоряющий протоны до энергии 720 МэВ.
Нижний полюс магнита расположен под полом, и поэтому его не видно.



Фото 16. Современная пузырьковая камера (75-см водородная камера в Аргоннской национальной лаборатории), полностью скрытая за окружающим ее оборудованием.



Фото 18. Вид Брукхейвенского синхрофазотрона с воздуха. Справа от магнитного кольца видно здание, где находится 2-метровая пузырьковая камера на жидком водороде; вверху слева — здание, где расположен космотрон (небольшой синхрофазотрон на 3 ГэВ); внизу слева — здание, где находится исследовательский графитовый реактор.

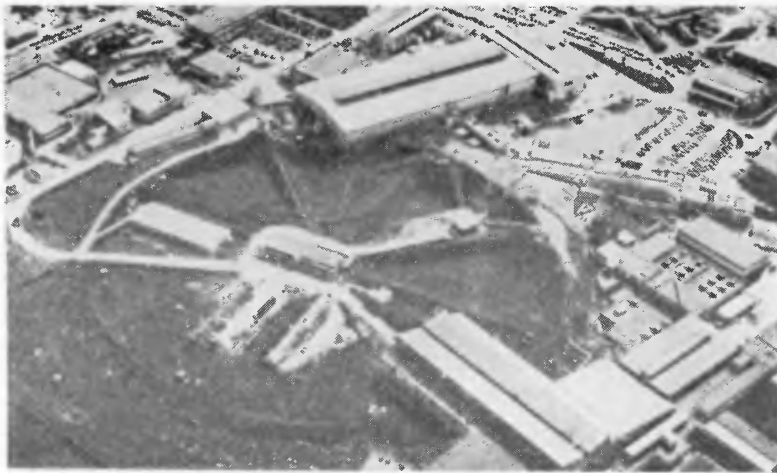


Фото 19. Вид с воздуха на ядерные лаборатории ЦЕРН в Женеве. Слева виден синхрофазотрон с жесткой фокусировкой на 28 ГэВ, диаметр которого равен 200 м и кольцо которого находится под землей; на этом ускорителе скорость протонов на выходе составляет 0,9994с. Эта машина была построена совместными усилиями тринадцати стран, входящих в ЦЕРН.



Фото 21. Следы, оставленные в фото-эмульсии при распаде π -мезона с последующим распадом дочерней частицы — мюона (взято из [6]).



Фото 20. Снимки Пауэлла распада π -мезона. *Справа*: π -мезон входит сверху справа, распадается вниз; мюон (μ -мезон) выходит сверху слева (взято из [5]).

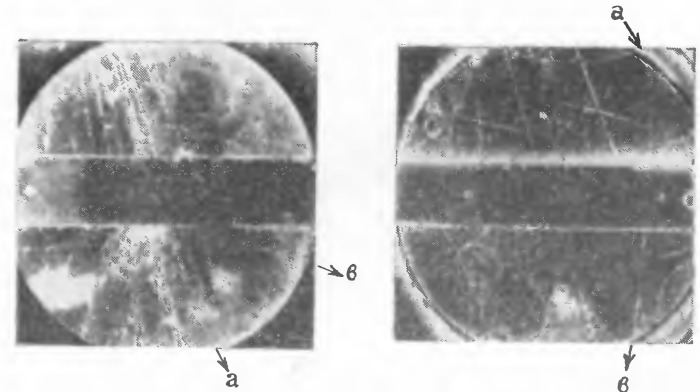


Фото 22. Фотографии треков в камере Вильсона, полученные Рочестером и Батлером, на которых были обнаружены распады V -частиц. *Слева*: нейтральная V -частица распадается на две заряженные частицы (a) и (b). *Справа*: заряженная V -частица (a) распадается на заряженную частицу (b) и нейтральную частицу (взято из [11]).

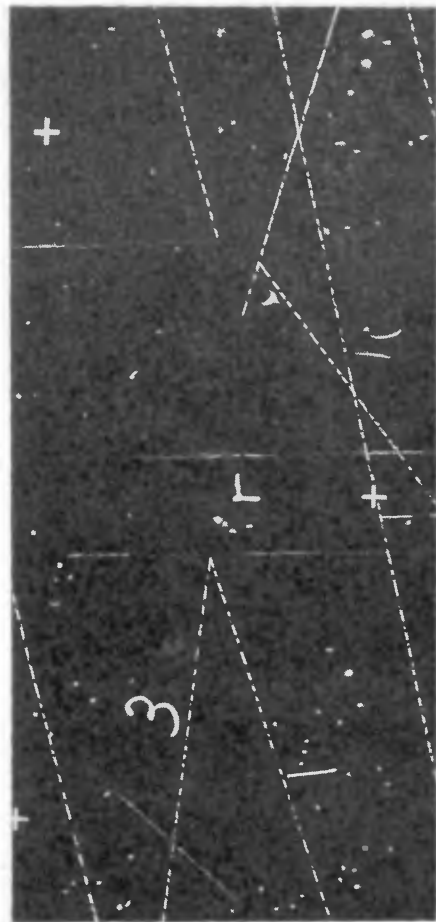


Фото 23. Фотография в пузырьковой камере рождения и распада Λ^0 - и K^0 -частиц.

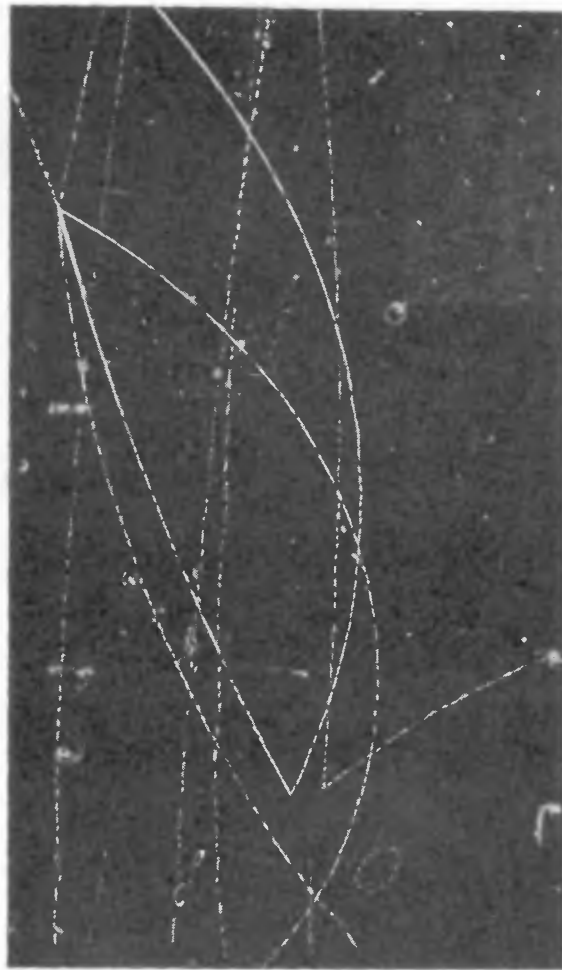


Фото 24. Процесс $\bar{p} + p \rightarrow \bar{\Lambda}^0 + \Lambda^0$ [столкновение $\bar{p}$ с ядром водорода в камере (внизу в центре)]; вилкообразный трек справа принадлежит продуктам распада $\Lambda^0 \rightarrow \pi^- + p$, слева $\bar{\Lambda}^0 \rightarrow \pi^+ + \bar{p}$ (распад); далее, $\bar{p} + p \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^- + \pi^-$ (столкновение $\bar{p}$ из распада $\bar{\Lambda}^0$ с ядром водорода камеры). Барийонное число сохраняется в каждой трековой «звезде».

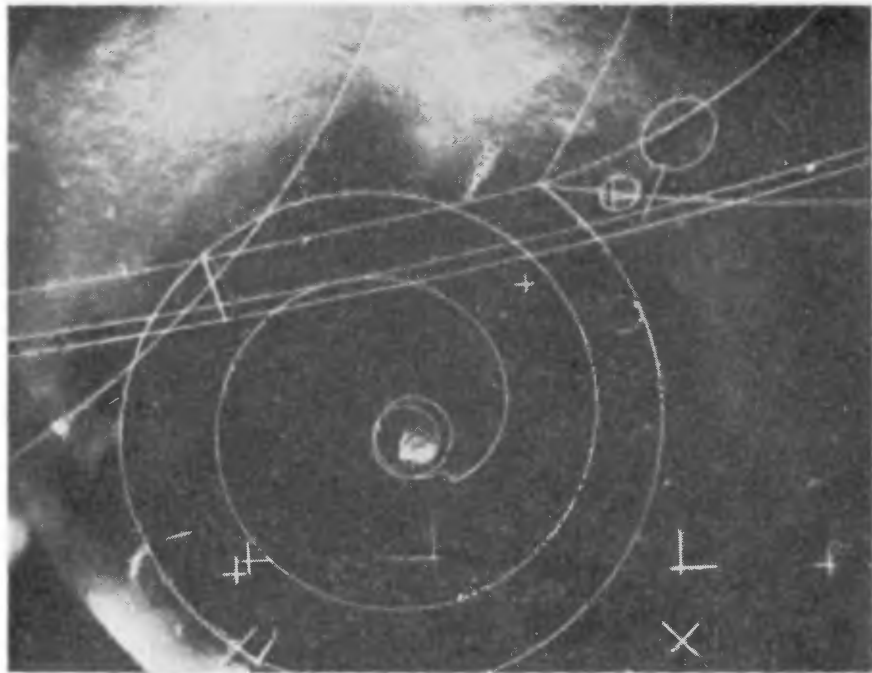


Фото 25. π^+ -мезон сталкивается с ядром водорода в пузырьковой камере на жидком водороде при наличии магнитного поля 33 000 Гс: $\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^- + p$. Три положительно заряженные частицы заворачивают кверху, в то время как менее энергичная π^- -частица закручивается вниз, теряет свою энергию и в конце концов распадается: $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$. Мюон (короткий штрих в конце спирали π^-) распадается: $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$. Электрон продолжает закручиваться по спирали, пока не остановится. Число лептонов в каждой трековой «звезде» сохраняется.



Фото 26. Фотография первого обнаруженного распада Ω^- -частицы (взято из [1]).