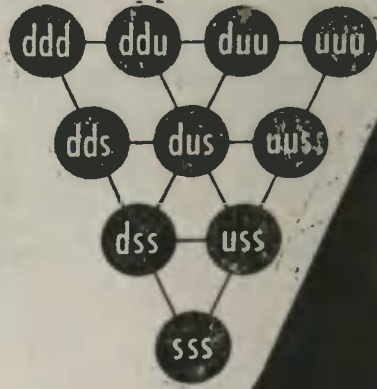


ОТ КВАНТОВ СВЕТА ДО ЦВЕТНЫХ КВАРКОВ

А.И. Ахиезер, Ю.П. Степановский



ОТ КВАНТОВ ВЕТА 10

А.И. Ахмезер, Ю.П. Степановский

: ЕТНЫХ КВ · · ОВ

ddd ddu duu uuu

dds dus uus

dss uss

sss

А. И. Ахиезер
Л. П. Степановский

ОТ КВАНТОВ СВЕТА ДО ЦВЕТНЫХ КВАРКОВ

*добрую память
от авторов*

*А. Ахиезер
Л. П. Степановский*

КИЕВ НАУКОВА ДУМКА 1993

ББК А95

УДК 530.145

У книзі викладені основні відкриття, які привели до створення квантової механіки, розвитку квантових ідей та сучасного стану квантової фізики, в тому числі фізики елементарних частинок. Дана хронологія основних фізичних ідей, які відносяться до квантової фізики та фізики фундаментальних взаємодій.

Для широкого кола читачів, зацікавлених основними фізичними ідеями, викладачів фізики та математики, студентів технічних вузів, філософів-природознавців, інженерів.

Ахизер А. И., Степановский Ю. П.

А 95

От квантов света до цветных кварков. — Киев: Наук. думка, 1993. — 120 с.

ISBN 5-12-002927-2

Ахизер О. І., Степановський Ю. П. Від квантів світла до кольорових кварків.

В книге изложены основные открытия, приведшие к созданию квантовой механики, развитию квантовых идей и современному состоянию квантовой физики, включая физику элементарных частиц. Приведена хронология возникновения основных физических идей, относящихся к квантовой физике и физике фундаментальных взаимодействий.

Для широкого круга читателей, интересующихся основными идеями современной физики, преподавателей физики и математики, студентов технических вузов и университетов, философов-естественников, инженеров.

А $\frac{1604030000-149}{221-93}$ 251-92

ББК А95

ISBN 5-12-002927-2

© А. И. Ахизер, Ю. П. Степановский, 1993

Предисловие

Эта небольшая книга посвящена главным открытиям теоретической физики, сделанным в текущем столетии, открытиям, изменившим лицо физики и придавшим ей современный вид. Речь идет не об экспериментальных открытиях, а о физических идеях и мыслях, плодах человеческой фантазии. Тем более удивительны роль, значение и сила этих открытий. По этой причине с полным правом их можно назвать великими откровениями, подчеркивая этим их эпохальный и даже библейский характер. Однако слово «библейский» обращено здесь не к прошлому, а к будущему. Эти открытия лежат в основе всей современной физики, а следовательно, и современной техники, всей современной цивилизации. Они оказывают значительное влияние и на духовный мир, и на мировоззрение современного человека.

О каких же открытиях идет речь? Повествование начинается с открытия кванта света, которое сделал М.Планк в 1900 г., являющегося рождением новой физики — квантовой физики, пронизывающей весь организм современной физики. Далее идет великая догадка Л. де Бройля, который пришел в 1923 г. к мысли о существовании волн материи не электромагнитного и не гидродинамического характера. Эти волны были экспериментально обнаружены в 1927 г., через четыре года после того, как он высказал гипотезу об их существовании.

Квант Планка и волна де Бройля привели к созданию в 1925—1926 гг. квантовой механики Гейзенберга и Шредингера, что по степени важности можно сравнить только с созданием И.Ньютоном классической механики. На первых порах казалось, что квантовая механика и классическая механика полностью противоречат друг другу, так как в квантовой механике в отличие от механики Ньютона отсутствует понятие траектории. Однако была установлена связь между квантовой и классической механикой и было понято, что классическая и квантовая механика являются великими физическими теориями и образуют основу физической картины реального мира. Примирение квантовой и классической механики было непростым делом, ибо при этом возник принципиальной важности вопрос об измерении различных физических величин. Было установлено, что процесс измерения — это не процесс бесстрастного наблюдения внешних объектов, напротив, процесс измерения влияет на наблюдаемый объект. Это обстоятельство имеет, естественно, и важнейшее философское значение, ибо касается общей проблемы причинности.

Физика столкнулась снова с удивительным выводом, касающимся теории познания. Первый раз речь шла о влиянии материи и ее движения на свойства пространства — времени, установленном в гениальной общей теории относительности Эйнштейна, а во второй раз при рассмотрении влияния процесса измерения на саму материю. Таким образом, в современной теоретической физике связаны и свойства пространства — времени, в которых протекают различные физические явления, и свойства материи, а также методы ее наблюдения.

Фундаментальное значение имеет понятие силы в современной физике. В книге рассматриваются три вида фундаментальных взаимодействий, существующих в природе — электромагнитное, сильное и слабое взаимодействия, управляющие миром элементарных частиц, которые описывают дискретную структуру материи. Свойства этих частиц, различные процессы взаимодействия и взаимопревращаемости частиц обладают удивительной гармонией. Свойства взаимодействий и их интенсивность существенно зависят от расстояний между частицами, на очень маленьких расстояниях происходит удивительная модификация этих взаимодействий, в результате чего все взаимодействия сливаются в единое универсальное взаимодействие, которое правит миром. Это так называемый великий синтез, который должен включать и гравитационное взаимодействие, существующее в природе наряду с электромагнитным, сильным и слабым. Все эти взаимодействия в обычных условиях существуют раздельно и только в области ультрамалых расстояний порядка 10^{-28} см сливаются в единое фундаментальное универсальное взаимодействие. Проблема великого синтеза связана с общей космологической проблемой о происхождении Вселенной. Но этот вопрос еще очень далек от своего разрешения.

Читателя не должны отпугивать математические формулы, которые являются как бы продолжением обычного языка, и без них невозможно сформулировать новые физические идеи. Формулы следует воспринимать лишь как некоторое символическое изображение физических идей. В свое время многие газеты мира на первых страницах печатали сложные тензорные формулы единой теории поля Эйнштейна!

Приведена также квантовая хроника, в которой не только даются даты основных физических идей, относящихся к квантовой физике и физике фундаментальных взаимодействий, но и предоставляется слово самим творцам квантовой физики: М.Планку, А.Эйнштейну, В.Гейзенбергу, Э.Шредингеру, П.Дираку и др.

Фотон

В конце прошлого столетия важнейшей задачей теоретической физики являлась проблема черного излучения, т.е. излучения, находящегося в равновесии с веществом. Было установлено, что его плотность является универсальной функцией частоты и температуры. Эта универсальная функция найдена М.Планком, и с ней связано рождение квантовой физики (1900). М.Планк ввел в физику понятие кванта действия $h = 6,626 \cdot 10^{-27}$ эрг · с. Данная величина, называемая постоянной Планка, будучи умноженной на частоту света ν , определяет минимальную порцию энергии излучения частоты ν . Полная энергия излучения имеет вид

$$\epsilon = \sum n_\nu h \nu,$$

где n_ν — целые положительные числа, а суммирование распространяется на все частоты. Эта формула соответствует предположению о дискретной, «зернистой» структуре энергии излучения. Такое предположение вместе с основными требованиями классической термодинамики приводит к тому, что среднее значение числа n_ν в равновесном состоянии излучения с веществом имеет вид

$$\bar{n}_\nu = \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1},$$

где T — температура излучения, совпадающая с температурой тела, которое находится в равновесии с излучением; k — постоянная Больцмана, равная $1,381 \cdot 10^{-18}$ эрг × × К⁻¹. С помощью этой формулы, полученной впервые М.Планком, можно найти энергию черного излучения. Часть этого излучения, соответствующая определенной частоте ν , равна $\bar{n}_\nu h \nu$, или $h \nu / (\exp \frac{h\nu}{kT} - 1)$. Заметим,

что эти формулы получаем, исходя из предположения о дискретном характере энергии излучения, но физический смысл «зерен» излучения при этом не выясняется. Их физический смысл установлен позже А.Эйнштейном, который ввел понятие элементарной частицы электромагнитного поля, впоследствии получившей название фотона (1905). Энергия этой частицы

$$\epsilon = \hbar \omega,$$

где $\hbar = h / 2\pi = 1,055 \cdot 10^{-27}$ эрг · с; ω — угловая частота электромагнитной волны, связанной с фотоном, равная $2\pi \nu$. Импульс фотона

$$p = \frac{\epsilon}{c} n ,$$

где n — единичный вектор в направлении распространения соответствующей волны; c — скорость света в вакууме, равная $2,998 \cdot 10^{10}$ см/с. (Отметим, что импульс фотона был введен А.Эйнштейном только в 1916 г.) Соотношение $p = \epsilon / c$ для фотона является частным случаем общих формул теории относительности Эйнштейна для энергии и импульса релятивистских частиц

$$\epsilon = \frac{m c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} , \quad p = \frac{m v}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} ,$$

где m — масса; v — скорость частицы. Из этих формул следует, что

$$\epsilon = c \sqrt{m^2 c^2 + p^2} .$$

Если масса частицы равна нулю, то

$$\epsilon = c p .$$

Это соотношение справедливо для фотона, масса которого равна нулю, а скорость — всегда скорости света c . С введением понятия фотона излучение можно рассматривать как газ безмассовых частиц — фотонов. Тогда n_ν представляет собой число фотонов с энергией $h\nu$. Следовательно, приходим к корпускулярной картине электромагнитного поля. Однако эти корпускулы нельзя считать точечными образованиями. Электромагнитное поле, будучи полем, обладает волновыми свойствами. Таким образом, электромагнитное поле имеет двойственную природу: волновую и корпускулярную. Далее увидим, что корпускулярно-волновой дуализм характерен не только для излучения, но и для всей материи в целом. Следует подчеркнуть, что сочетание в одном и том же физическом объекте корпускулярных и волновых свойств является очень глубоким и достигается дорогой ценой.

С этой целью рассмотрим прохождение пучка света через кристалл турмалина, который обладает способностью не пропускать свет, поляризованный вдоль оптической оси кристалла. Согласно классической оптике, если свет поляризован под углом α к оси, то проходит лишь доля света, равная $\sin^2 \alpha$. Этот результат получаем элементарно: путем разложения электрического поля пучка на две составляющие — параллельную и перпендикулярную оси кристалла. Если падающее поле линейно поляризовано и вектор поляризации направлен под углом α к оси, то составляющая поля, перпендикулярная оси, пропускаемая

кристаллом, пропорциональна $\sin \alpha$, а интенсивность света — $\sin^2 \alpha$.

Теперь объясним закон $\sin^2 \alpha$ с точки зрения корпускулярной картины. Поскольку он справедлив при любой интенсивности падающего пучка, то можно предположить, что падающий пучок света содержит всего один фотон. Фотон характеризуется определенным импульсом и энергией, а кроме того, еще и состоянием поляризации. Если свет поляризован под некоторым углом к оси кристалла турмалина, то считаем, что вектор поляризации фотона направлен под таким же углом к оси.

Новым и удивительным законом, который вносит квантовая физика, является принцип суперпозиции. Он заключается в том, что если квантовый объект (фотон, электрон и др.) находится в некотором состоянии, то последнее можно представить в виде суперпозиции других состояний и наш объект может одновременно находиться в этих различных состояниях.

В случае фотона, поляризованного под некоторым углом к оси, можно считать, что фотон одновременно находится в двух состояниях с различной поляризацией — параллельной и перпендикулярной оси кристалла. Пройти через кристалл фотон может только тогда, когда вектор его поляризации перпендикулярен оси кристалла, и в этом случае фотон обязательно появится на обратной стороне кристалла.

Однако может ли фотон находиться в двух состояниях поляризации? С точки зрения квантовой механики это явление можно описать только с помощью понятия вероятности. При этом необходимо считать, что вероятность нахождения фотона в состоянии поляризации, перпендикулярной оси, равна $\sin^2 \alpha$. Этой величине и пропорционален выход фотона через кристалл.

Понятие вероятности означает, что если проделать большое число тождественных опытов с фотоном и кристаллом турмалина, то фотон будет наблюдаться по другую сторону кристалла в опытах, составляющих долю $\sin^2 \alpha$ общего количества опытов. Если возникает такая ситуация с вероятностью, то классический закон $\sin^2 \alpha$ для пучков света, содержащих много фотонов, становится очевидным. Именно такие пучки рассматриваются в классической оптике.

Таким образом, сочетание в электромагнитном поле волновых и корпускулярных свойств невозможно без введения в теорию электромагнитного поля новой концепции — кон-

цепции вероятности, которая отсутствует в классической теории электромагнитного поля Максвелла.

То, что фотон обладает и определенными энергией и импульсом, подтверждается экспериментально при наблюдении рассеяния света электронами вещества. В основе этого рассеяния лежит взаимодействие фотона с электроном, при котором выполняются законы сохранения энергии и импульса

$$E_1 + \varepsilon_1 = E_2 + \varepsilon_2 ,$$

$$p_1 + q_1 = p_2 + q_2 ,$$

где $E_{1,2}$ и $p_{1,2}$ — энергии и импульсы электрона до и после рассеяния; $\varepsilon_{1,2}$ и $q_{1,2}$ — энергии и импульсы фотона до и после рассеяния. Из этих формул, в частности, следует, что если электрон до рассеяния покоился ($E_1 = mc^2$, $p_1 = 0$), то энергия фотона после столкновения $\varepsilon_2 = \hbar\omega_2$ связана с энергией фотона до столкновения $\varepsilon_1 = \hbar\omega_1$ соотношением

$$\omega_2 = \frac{\omega_1}{1 + \frac{\hbar\omega_1}{mc^2} (1 - \cos \theta)}$$

где θ — угол рассеяния фотона. Процесс рассеяния фотона электроном называется эффектом Комптона, а формула, определяющая изменение частоты при рассеянии, — формулой Комптона, которой можно придать следующий простой вид:

$$\lambda' - \lambda = \lambda_c (1 - \cos \theta) ,$$

где $\lambda = 2\pi c/\omega$; $\lambda' = 2\pi c/\omega'$ — длины электромагнитных волн, связанных с рассеивающимся и рассеянным фотонами; $\lambda_c = h/mc$ — комптоновская длина волны электрона, равная $2,426 \cdot 10^{-10}$ см.

Формулы Комптона определяют только кинематику процесса рассеяния. Для полного описания рассеяния необходимо использование концепции вероятности. Дело в том, что можно говорить о вероятности рассеяния на тот или иной угол θ . Если происходит взаимодействие излучения с веществом, то оно тоже должно описываться в терминах вероятности. При этом если в результате взаимодействия фотоны поглощаются, то вероятность поглощения пропорциональна n_ω , где n_ω — число фотонов с частотой ω . Вероятность испускания фотонов с частотой ω пропорциональна $n_\omega + 1$, где n_ω — число фотонов до процесса излучения. Часть излучения, пропорциональная n_ω , называется индуцированным излучением, излучение при $n_\omega = 0$ —

спонтанным. Индуцированное излучение было открыто А.Эйнштейном в 1916 г. Представление об этом излучении лежит в основе работы квантовых генераторов и усилителей электромагнитных волн.

Электромагнитное излучение обладает не только энергией и количеством движения, но и моментом количества движения. Поэтому момент должен иметь и отдельный фотон. Момент фотона всегда кратен \hbar , $M = n\hbar$, где $n = 1, 2, 3, \dots$. Минимальное значение момента фотона равно \hbar . Эта величина представляет собой внутренний момент

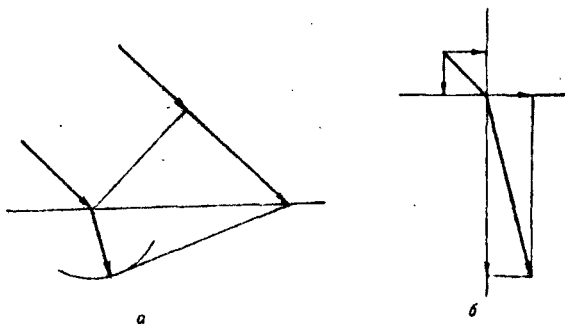


Рис. 1

фотона или его спин. Таким образом, происходит квантование как энергии и импульса электромагнитного излучения, так и его момента.

Корпускулярно-волновой дуализм примирил две теории света, противостоявшие друг другу в течение двух столетий, — волновую теорию Гюйгенса — Френеля и корпускулярную теорию Ньютона. Представление о световых корпускулах И.Ньютона было отброшено как противоречащее опыту, после того как Ж.Фуко в 1850 г. установил, что скорость света в воде равна $3/4$ скорости света в воздухе. При объяснении наблюдаемого преломления света в воде волновая и корпускулярная теории приводили к прямо противоположным выводам: скорость распространения световых волн, согласно Х.Гюйгенсу (рис. 1, а), должна быть больше в воздухе, чем в воде, тогда как скорость световых корпускул, согласно И.Ньютону (рис. 1, б), должна быть, наоборот, больше в воде. И.Ньютон считал, что при встрече поверхности воды корпускулы притягиваются к воде и увеличивают нормальную составляющую своей скорости, что и приводит к преломлению света. Однако сила, дейст-

вующая на корпускулу, должна увеличивать ее импульс, чем и объясняется преломление света, наблюдаемое на опыте, импульс же фотона, т.е. истинной корпускулы света $p = \epsilon / c = \hbar\omega / c$, при заданной частоте обратно пропорционален его скорости. Этот результат справедлив и для среды, если c — скорость световой волны в среде. Таким образом, увеличение импульса фотона в среде соответствует уменьшению скорости света в среде и полностью согласуется с волновой теорией Гюйгенса — Френеля и противоречит взглядам И. Ньютона. Иными словами, корпускулы Ньютона ведут себя в среде не как истинные корпускулы света, фотоны Эйнштейна.

Атом водорода

Вследствие взаимодействия вещества с излучением отдельные атомы вещества могут излучать и поглощать фотоны. Элементарными актами взаимодействия являются излучение и поглощение атомом одного фотона. При этом должны выполняться законы сохранения, прежде всего закон сохранения энергии. Если энергия до излучения равнялась E_1 , а после излучения — E_2 , то энергия излученного фотона, которую обозначим через $\hbar\omega_{12}$, должна равняться $E_1 - E_2$:

$$E_1 - E_2 = \hbar\omega_{12} .$$

При поглощении фотона с энергией $\hbar\omega_{12}$ атомом в состоянии с энергией E_2 атом переходит в состояние с энергией $E_1 = E_2 + \hbar\omega_{12}$.

Поскольку энергетическая структура поля излучения является дискретной, то приходим к естественному выводу, что и энергетическая структура атома также дискретная. Возникает вопрос о нахождении возможных значений энергии атома, или возможных термов атома. Простейшим атомом является атом водорода, содержащий один электрон, который движется вокруг протона. Рассмотрим задачу нахождения энергетических уровней атома водорода.

Электрон притягивается к протону с силой, равной e^2/r^2 , где e — заряд электрона; r — расстояние между электроном и протоном. В классической механике, если сила притяжения обратно пропорциональна квадрату расстояния, движение происходит по одному из конических сечений. Нас интересует простейшее движение электрона, происходящее по окружности. Согласно классической механике должно выполняться уравнение

$$\frac{m v^2}{a} = \frac{e^2}{a^2},$$

где v — скорость электрона; m — его масса; a — радиус круговой орбиты. Таким образом,

$$m v^2 = \frac{e^2}{a}.$$

Полная энергия электрона

$$E = \frac{m v^2}{2} - \frac{e^2}{a},$$

очевидно, имеет вид

$$E = -\frac{e^2}{2a}.$$

В классической механике радиус орбиты может быть произвольным. Поэтому энергетический спектр является непрерывным. При этом следует иметь в виду, что электрон, движущийся по круговой орбите, излучает электромагнитные волны, а это приводит к понижению его энергии, т.е. уменьшению радиуса орбиты a . При известной энергии излучения можно оценить «время жизни» электрона на круговой орбите. Оно достигает порядка $\left(\frac{a}{r_0}\right)^3 \frac{r_0}{c}$, где

$r_0 = e^2/mc^2$ — классический радиус электрона, равный $2,8 \cdot 10^{-13}$ см. При $a \approx 10^{-8}$ см время жизни порядка 10^{-10} с. Как видим, классическая картина движения приводит к выводу о неустойчивости атома (если его размеры порядка 10^{-8} см, что справедливо для реального атома).

Таким образом, возникают две задачи: как «сделать» атом устойчивым, т.е. живущим долго, и как найти его дискретную энергетическую структуру. Первую задачу рассмотрим ниже, а что касается второй, то укажем лишь «рецепт» ее решения, который дает правило нахождения возможных дискретных значений радиусов орбит a , иными словами, правило квантования орбит. К этому рецепту можно прийти следующим образом. Как отмечалось выше, момент количества движения фотона является целым кратным \hbar . Однако при взаимодействии фотонов с электронами должен выполняться закон сохранения момента. Естественно, что момент электрона, движущегося по орбите, также является целым кратным \hbar . Иными словами, предположим, что

$$m v a = n \hbar, \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

С помощью этого соотношения, а также формулы $mv^2 = e^2/a$ легко убедиться, что

$$a \equiv a_n = \frac{\hbar^2}{me^2} n^2 .$$

Наше предположение приводит к вполне определенным дискретным значениям радиуса орбит a . Отсюда, в свою очередь, следует, что энергетический спектр электрона также дискретный:

$$E \equiv E_n = - \frac{me^4}{2\hbar^2} \frac{1}{n^2} .$$

Эти формулы впервые были получены Н. Бором в 1913 г. Минимальный радиус орбиты $a_1 = \hbar^2/me^2 = 0,53 \cdot 10^{-8}$ см называется боровским радиусом. Постоянная Планка \hbar , которая была введена для объяснения законов черного излучения, органически входит в атомную физику и определяет размеры, а также энергетическую структуру атома. Следует заметить, что зависимость размеров и значений энергий от величины \hbar можно установить из простых соображений размерности. Действительно, поскольку рассматривается нерелятивистский электрон, скорость которого значительно меньше c , то исходим из того, что в нашем распоряжении есть только три величины m , e и \hbar , из которых должны быть построены величина, имеющая размерность длины, и величина, имеющая размерность энергии. Величина \hbar^2/me^2 имеет размерность длины, а величина me^4/\hbar^2 — размерность энергии. Других величин, кроме этих, составить нельзя. Поэтому только они и входят в теорию боровского атома. Если бы электрон был релятивистским, то наше рассуждение об однозначности полученных результатов было бы неверно, так как необходимо было бы использовать кроме величин m , e , \hbar еще одну размерную величину c , и при этом можно составить безразмерную величину

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{137} ,$$

которая входила бы в «постройку» величин a и E . Величина α называется постоянной тонкой структуры и играет очень важную роль в физической теории, так как определяет интенсивность электромагнитного взаимодействия.

Обратимся к формуле Бора для энергии атома водорода и определим спектр излучения атомов водорода. Если элект-

рон переходит из состояния n_1 в состояние n_2 , фотон излучается с частотой

$$\hbar\omega_{12} = \frac{me^4}{2\hbar^2} \left(\frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{n_1^2} \right).$$

В состоянии $n = 1$ излучение происходит не может. Поэтому уровень с энергией $E_1 = -me^4/2\hbar^2$ является стабильным и называется основным. Состояния с $n > 1$ именуется возбужденными. Если зафиксировать состояния $n_2 = 1, 2, 3, \dots$ и изменять значения n_1 , то получим различные спектральные серии излучения: Лаймана ($n_2 = 1$), Бальмера ($n_2 = 2$), Пашена ($n_2 = 3$) и пр. Каждая из частот излучения определяется парой целых чисел, что экспериментально установлено до появления формулы Бора (комбинационный принцип) (Э.Ридберг, 1889; В.Ритц, 1908). Размер атома, как видим, пропорционален квадрату целого числа n . При больших n размеры атома могут стать макроскопическими. Например, при $n = 1000$ радиус орбиты $a \approx 0,5 \cdot 10^{-2}$ см. Такие большие высоковозбужденные атомы (их называют ридберговскими) существуют в природе и могут создаваться в лабораторных условиях (при $n \approx 30$). Они долгоживущие, время их жизни составляет $\tau \approx n^5 \cdot 10^{-10}$ с. Так, электрону, находящемуся на орбите с $n = 700$, для перехода на орбиту с $n = 699$ понадобится около 5 ч. При больших n квантовая механика переходит в классическую (принцип соответствия Бора) и частота фотона, испущенного электроном при переходе $n \rightarrow n - 1$, совпадает с частотой обращения электрона на орбите ω_n , т.е. при $n \gg 1$

$$\frac{1}{\hbar} (E(n) - E(n-1)) = \omega_n,$$

или

$$\frac{1}{\hbar} \frac{dE(n)}{dn} = \omega_n.$$

Учитывая, что $E(n) = -me^4/2\hbar^2 n^2$, получаем

$$\omega_n = \frac{me^4}{\hbar^3 n^3} \frac{e}{\sqrt{ma}} / a = \frac{v}{a},$$

где v — классическая скорость движения электрона по круговой орбите радиуса a .

Все изложенное относится не только к атому водорода. Если один из электронов любого атома (например, углерода) забросить на очень высокий уровень с $n \gg 1$, то

очевидно, что такой сильно возбужденный атом почти не отличается от атома водорода. Сильно возбужденные атомы исследуются как в лабораториях, так и в радиоастрономических наблюдениях, в которых наблюдалось радиоизлучение межзвездной среды, соответствующее, например, переходу с уровня $n = 603$ на уровень $n = 602$ в сильно возбужденных атомах углерода (длина волны такого излучения около 10 м).

Вывод формулы Бора для энергии атома водорода основывался на предположении о квантовании момента количества движения, т.е. о дискретном характере этой величины. Данное предположение чуждо классической механике, и возникает вопрос, почему тем не менее оно делается. Ответ таков: в классической механике существует целый ряд величин называемых адиабатическими инвариантами, которые следуют квантовать при переходе от классической физики к квантовой теории. Если состояние какой-либо динамической системы зависит от параметров, медленно (адиабатически) изменяющихся со временем, то существуют такие величины, которые при этом остаются почти постоянными. Их и называют адиабатическими инвариантами. Если рассматривается одномерное движение и p — обобщенный импульс, а q — обобщенная координата, то при периодическом движении адиабатическим инвариантом является $I = \oint p dq$, где интегрирование совершается по периоду движения. Условие квантования (П.Эренфест, 1913) имеет вид

$$\oint p dq = 2\pi n \hbar,$$

где n — целое число.

Данное соотношение называется условием квантования Бора — Зоммерфельда.

Применим его к вращательному движению. В этом случае q означает угол поворота φ , а импульс p — момент M . Поэтому $\oint M d\varphi = 2\pi n \hbar$. Так как M — константа движения, то приходим к заключению, что

$$M = n \hbar.$$

Теперь рассмотрим гармонический осциллятор, энергии которого в механике

$$E = \frac{p^2}{2m} + \frac{m\omega^2 q^2}{2},$$

где ω — частота колебаний. В этом случае адиабатический инвариант определяется по формуле

$$I = 2 \int_{-q_0}^{q_0} \sqrt{2m(E - \frac{1}{2} m \omega^2 q^2)} dq =$$

$$= \frac{4E}{\omega} \int_{-1}^1 \sqrt{1-x^2} dx = 2\pi \frac{E}{\omega},$$

где q_0 — амплитуда колебаний осциллятора. Условие Бора — Зоммерфельда $I = 2\pi n\hbar$ приводит к результату

$$E = n\hbar\omega,$$

т.е. энергия осциллятора пропорциональна его частоте. В приведенной выше формуле речь идет о механическом осцилляторе. Однако эта формула справедлива для энергии излучения заданной частоты и использовалась в теории черного излучения. Это не случайно, так как энергию излучения можно представить в виде суммы энергий гармонических осцилляторов разных частот.

Волны материи

Условие квантования Бора — Зоммерфельда нельзя получить в рамках классической механики Ньютона, поэтому рассматривался рецепт, а не строгий метод нахождения энергетической структуры атома водорода. Между тем существует более общая физическая теория, в которой условие Бора — Зоммерфельда получается простым и естественным путем, называемая квантовой механикой. Она базируется на универсальности корпускулярно-волнового дуализма, характерного не только для излучения, но и для всей материи в целом. Объясним этот дуализм на нескольких простых примерах.

Рассмотрим отражение пучка моноэнергетических электронов от кристалла. В ходе опытов установлено, что на-

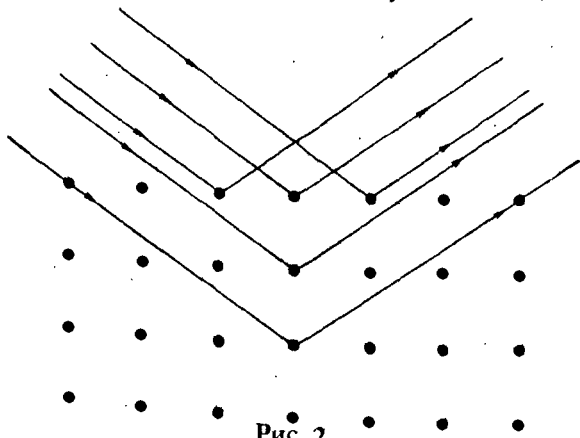


Рис. 2

блюдалось селективное отражение электронов (рис. 2) происходящее так же, как и отражение рентгеновских лучей от кристалла. Следовательно, с электронами связаны волны, длина волны которых определяется по формуле

$$\lambda = \frac{h}{p},$$

где h — постоянная Планка; p — импульс электрона; λ — длина волны де Бройля, и они называются волнами де Бройля (де Бройль предсказал существование волн материи в 1923 г., а селективное отражение электронов обнаружено К. Дэвиссоном и Л. Джермером и независимо Дж. П. Томсоном в 1927 г.). Формулу для длины волны де Бройля можно дать в виде $p = \hbar k$, где k — волновой вектор волны ($|k| = 2\pi/\lambda$). Формула, связывающая импульс частицы с волновым вектором волны, связанной с частицей, имеет такой же вид, как и формула, связывающая импульс фотона с волновым вектором электромагнитной волны. Однако волны материи — это не то же самое, что электромагнитные волны. Тождественность формул является проявлением универсальности корпускулярно-волнового дуализма. Энергия ϵ фотона, т.е. корпускулы, соответствующей электромагнитной волне, связана с частотой электромагнитной волны соотношением $\epsilon = \hbar\omega$. Согласно универсальности корпускулярно-волнового дуализма следует, что эта формула справедлива и для волн материи, т.е. энергия частицы $E = \hbar\omega$, где ω — частота волны де Бройля, связанной с частицей. Таким образом частица должна характеризоваться волновой функцией

$$\psi = A \exp \left[\frac{i}{\hbar} (p\mathbf{r} - Et) \right],$$

где A — амплитуда волны. Здесь

не обсуждается физическая природа ψ -функции, но утверждается лишь, что это выражение может служить для описания различных явлений, в которых проявляется интерференция волн материи. Подчеркнем еще раз, что ψ -волна не является волной электромагнитного характера. Учитывая, что $E = p^2/2m$, легко убедиться, что ψ -функция удовлетворяет уравнению

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi, \quad \Delta \equiv \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}.$$

Данному уравнению удовлетворяет ψ -функция для свободной частицы, но может быть установлено уравнение для частицы, движущейся в некотором силовом поле $U(\mathbf{r})$. Для этого следует лишь в правую часть этого урав-

нения прибавить слагаемое $U(r)\psi$. В результате получаем уравнение

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi + U(r)\psi,$$

впервые установленное Э.Шредингером в 1926 г. и носящее его имя. Ясно, что при наличии силового поля решения этого уравнения отличаются от рассматриваемой плоской волны, характерной для свободного движения. Обратим внимание на то, что это уравнение является линейным, и поэтому если ψ_1 и ψ_2 удовлетворяют ему, то и сумма $\psi_1 + \psi_2$ также будет удовлетворять ему. В этом заключается принцип суперпозиции, который приводит к замечательным физическим явлениям.

Рассмотрим падение пучка электронов на непроницаемый экран, содержащий две щели 1 и 2 (рис. 3), через

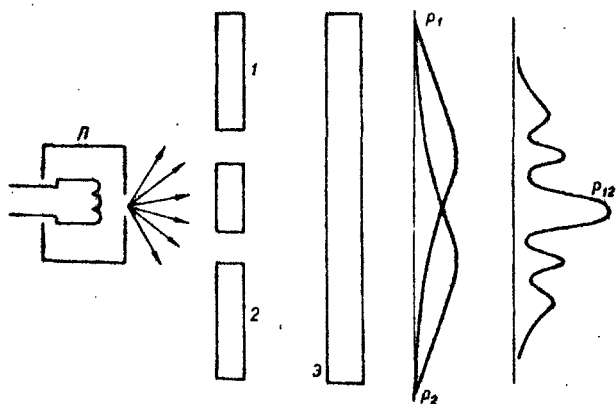


Рис. 3

которые проходят электроны из электронной пушки П. После чего они попадают на экран Э, где регистрируются детектором, передвигающимся вдоль экрана. Если одна из щелей закрыта, то распределение электронов на экране имеет вид кривой p_1 (закрыта щель 2), либо кривой p_2 (закрыта щель 1). При справедливости классической механики в случае открытия обеих щелей получалось бы распределение, которое определяется суммой распределений p_1 и p_2 . Однако в действительности получаем распределение p_{12} , не совпадающее с суммой распределений p_1 и p_2 . Возникновение распределения $p_{12} \neq p_1 + p_2$ представляет собой чисто квантовое явление, обусловленное интер-

ференцией связанных с электроном материальных волн, которые испытывают дифракцию от щелей 1 и 2.

Подобная картина справедлива при любой интенсивности электронного пучка даже в том случае, когда движется только один электрон (а за ним еще один и т.д.). Однако этот вывод парадоксален, потому что, казалось бы, электрон может пройти через одну щель либо через другую. Наблюдаемая же картина означает, что один и тот же электрон может проходить одновременно через обе щели. Данный результат имеет физический смысл только в том случае, если с электроном связана волна, которая проходит одновременно через обе щели. Это явление можно описать лишь с привлечением понятия вероятности. Эту вероятность естественно связать с ψ -функцией электрона: $|\psi|^2$ рассматривать как величину, определяющую вероятность пространственной локализации электрона. Интенсивность распределения электронов в точке A экрана определяется квадратом модуля суммарной волновой функции в точке A

$$\psi = \psi_1 + \psi_2,$$

где ψ_1, ψ_2 — волновая функция электрона при наличии одной щели 1 и 2 соответственно. Иными словами, $p_{12} = |\psi|^2$. Если открыта щель 1, то распределение электронов определяется по формуле $p_1 = |\psi_1|^2$, а если открыта щель 2, то — по формуле $p_2 = |\psi_2|^2$. Отсюда $p_{12} \neq p_1 + p_2$.

Рассмотрим рассеяние быстрых нейтронов поглощающим ядром. В данном случае ядро выступает в роли поглощающего

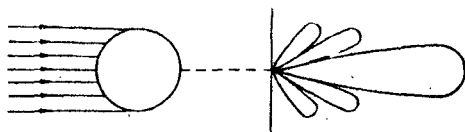


Рис. 4

щего черного шарика, возле которого происходит дифракция нейтронной волны. Дифракция аналогична дифракции света малой длины волны от поглощающего свет черного шарика (рис. 4). В частности, нейтроны попадают в область геометрической тени, а угол раствора конуса, в котором лежат рассеянные нейтроны, составляет λ/R , где λ — длина волны нейтрона; R — радиус ядра ($\lambda = h/mv$; m — масса нейтрона; v — его скорость).

Соотношения неопределенностей

Плоская волна де Бройля характеризует волновые свойства свободной частицы, обладающей заданным значением импульса p и энергии E . Поскольку уравнение Шредингера является линейным, то и суперпозиция плоских волн

$$\psi(r, t) = \int a_p e^{i(pr - Et)/\hbar} d^3 p$$

также удовлетворяет уравнению Шредингера и, следовательно, описывает некоторое состояние частицы. В этом состоянии частица не имеет определенных импульса и энергии, а квадрат модуля суперпозиционного коэффициента a_p определяет меру относительной вероятности того, что частица имеет импульс p . Данная ситуация аналогична рассмотренной при прохождении частицы одновременно через две щели (там также использовался принцип суперпозиции).

Теперь выясним, какими пространственно-временными свойствами обладает данная суперпозиция волн. Интерес вызывает вопрос, отличается ли она от нуля только в очень небольшой части пространства. Рассмотрим одномерную суперпозицию

$$\psi(x, t) = \int a_k e^{i(kx - \omega t)} dk,$$

где $k = p/\hbar$ — волновое число; $\omega = E/\hbar$; a_k — амплитуда волны с волновым числом k . В таком виде эта формула приемлема не только для волн материи, но и для световых и акустических волн. Рассмотрим волновой пакет, для которого k заключено в узком интервале Δk , $k_0 - \Delta k/2 < k < k_0 + \Delta k/2$, где k_0 — среднее значение волнового числа, которое предполагается большим по сравнению с интервалом Δk . В таком интервале амплитуду можно считать медленно изменяющейся функцией k , т.е. почти постоянной, $a_k = a_{k_0} \equiv a_0$, и записать пакет в виде

$$\psi(x, t) = a_0 \int_{k_0 - \frac{\Delta k}{2}}^{k_0 + \frac{\Delta k}{2}} e^{i(kx - \omega t)} dk.$$

Данный интеграл легко вычислить

$$\psi(x, t) = a_0 \Delta k e^{i(k_0 x - \omega_0 t)} \frac{\sin \frac{\Delta k(x - v_g t)}{2}}{\frac{\Delta k(x - v_g t)}{2}},$$

где $\omega_0 = \omega(k_0)$ и $v_g = \left. \frac{\partial \omega}{\partial k} \right|_{k=k_0}$. Как видим, волновой

пакет можно рассматривать в качестве плоской волны с волновым числом k_0 с некоторой эффективной амплитудой

$$A(x, t) = a_0 \Delta k \frac{\sin \frac{\Delta k(x - v_g t)}{2}}{\frac{\Delta k(x - v_g t)}{2}},$$

зависящей от x и t . В амплитуду входят x и t не независимо, а в виде комбинации $x - v_g t$, т.е. амплитуда как бы перемещается в пространстве со скоростью v_g , называемой групповой. Для волн материи эта скорость совпадает со скоростью частицы, а для светового волнового пакета в вакууме она равна скорости света в вакууме c . Теперь выясним те эффективные области пространства и времени, в которых волновой пакет имеет заметную величину. Пространственная область Δx при фиксированном t , в которой волновой пакет заметно отличен от нуля, определяется по формуле $\Delta k \Delta x \sim 2\pi$. Аналогично временной интервал Δt , в котором волновой пакет имеет заметное значение при фиксированном x , определяется по формуле $\Delta \omega \Delta t \sim 2\pi$. Эти формулы не зависят от физической природы волн и являются универсальными. Они связывают пространственную Δx и временную Δt , протяженности пакета с разбросами волнового числа Δk и частоты $\Delta \omega$ в волновом пакете. Чем больше эти величины, тем меньше величины Δx и Δt . Классическим применением этих формул является решение вопроса о разрешающей силе оптических приборов. Именно из формулы $\Delta k \Delta x \sim 2\pi$ следует, что минимальные размеры объекта a , который можно «видеть» с помощью оптического прибора, связаны с длиной волны λ света, освещающего объект, соотношением

$$a \approx \frac{\lambda}{2 \sin(\theta/2)},$$

где λ — длина волны, освещающей объект, равная $2\pi/k$; θ — угол апертуры (угол между крайними лучами пучка света, освещающего объект) (рис. 5). Из формулы $\Delta \omega \Delta t \sim 2\pi$ при необходимости создания импульса электромагнитных (звуковых) волн продолжительностью τ следует использовать пакеты с разбросом по частоте $\Delta \omega \approx 2\pi/\tau$.

Применим эти соотношения к волнам материи. Для трехмерных пакетов

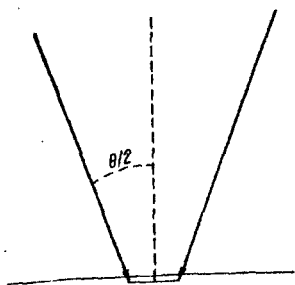


Рис. 5

$$\begin{aligned} \Delta p_x \Delta x &\sim 2\pi\hbar, \\ \Delta p_y \Delta y &\sim 2\pi\hbar, \\ \Delta p_z \Delta z &\sim 2\pi\hbar, \\ \Delta E \Delta t &\sim 2\pi\hbar, \end{aligned}$$

где p_x, p_y, p_z — проекции импульса частицы на оси координат; E — энергия частицы. Эти формулы имеют следующий физический смысл: если частица локализована в области

пространства $\Delta x \Delta y \Delta z$, то проекции импульса не имеют определенного значения, а заключены в определяемых этими соотношениями интервалах $\Delta p_x, \Delta p_y, \Delta p_z$. Если некоторое состояние частицы существует в течение времени Δt (время жизни состояния), то энергия частицы в данном состоянии не определена, а заключена в интервале ΔE , таком, что $\Delta E \Delta t \sim 2\pi\hbar$. Эти соотношения называются соотношениями неопределенностей. Они были открыты В.Гейзенбергом в 1927 г. Согласно соотношениям неопределенностей Гейзенберга, частица не может быть локализована в определенной точке пространства и при этом иметь определенный импульс, иными словами, понятие траектории частицы не может иметь абсолютного смысла. Кроме того, атом не может обладать строго определенной дискретной энергетической структурой. Действительно, в возбужденном состоянии атом живет не бесконечное, а конечное время τ . Энергия этого возбужденного состояния не может быть определена с точностью, превосходящей $2\pi\hbar/\tau$. Эта величина определяет так называемую ширину уровня $\Gamma = 2\pi\hbar/\tau$ возбужденного состояния атома.

Соотношения неопределенностей Гейзенберга являются краеугольным камнем квантовой теории. Если бы можно было опровергнуть эти соотношения или указать опыт, в котором они бы не подтверждались, то тем самым была бы опровергнута вся квантовая теория. Попробуем это сделать сначала с помощью следующего простого опыта. Пусть из электронной пушки испускается электрон, который движется вдоль оси x с определенной скоростью и импульсом. Ставим задачу пространственной локализации электрона и с этой целью освещаем электрон (рис.5) сходящимся пучком света («микроскоп Гейзенберга»). Если пучок света обладает разбросом по волновому вектору Δk_x , то размеры a светящегося пятнышка в направлении оси x связаны с Δk_x соотношением $a \Delta k_x \approx 2\pi$, т.е. область

локализации электрона a достигает порядка $2\pi / \Delta k_x$. Поскольку k обратно пропорционально длине волны света, то, выбрав свет достаточно малой длины волны λ , можно сделать размеры светящегося пятнышка a сколь угодно малыми. Казалось бы, можно локализовать электрон с любой степенью точности. (Еще раз заметим, что λ очень малое.) В то же время импульс электрона, испускаемого пушкой, нам задан. Тогда и импульс, и координата электрона с произвольной степенью точности известны и не связаны никакими соотношениями неопределенностей. Однако на самом деле ситуация не такая простая, так как свет обладает сам по себе импульсом, поэтому освещение электрона пучком света — не безобидный процесс: освещая электрон светом, в действительности мы изменяем его импульс. Данное явление лежит в основе эффекта Комптона, рассмотренного выше. Если k — волновой вектор световой волны, то $\hbar k$ — импульс соответствующего фотона, а так как при любом процессе взаимодействия света с электроном выполняется закон сохранения импульса, то $p + \hbar k = \text{const}$, т.е. $\Delta p = -\hbar \Delta k$. Поскольку $\Delta k \Delta x \approx 2\pi$, то из закона сохранения импульса приходим к выводу, что $\Delta p_x = -\hbar \Delta k_x$, а так как $\Delta k_x \approx 2\pi/a$, то $\Delta p_x a \approx 2\pi \hbar$, т.е. приходим к соотношению неопределенностей. Как видим, если бы свет не был квантовым объектом, то соотношений неопределенностей Гейзенберга не существовало бы.

Из этого следует важнейшее утверждение: соотношения неопределенностей Гейзенберга справедливы только в том случае, если вся материя в целом обладает корпускулярно-волновым дуализмом. Если корпускулярно-волновой дуализм не был бы универсальным, то, используя эти объекты, можно было бы опровергнуть соотношения неопределенностей Гейзенберга, а тем самым и всю квантовую теорию.

В этом отношении представляет большой интерес дискуссия Н.Бора и А.Эйнштейна о соотношениях неопределенностей. А.Эйнштейн, не принимавший целиком квантовую теорию (хотя и сыгравший огромную роль в ее становлении), предложил несколько мысленных опытов для опровержения соотношений неопределенностей. Согласно им, если измерительные приборы точно определяют пространственно-временные рамки явлений, то возможность точного измерения компоненты импульса и энергии объекта, над которым производится измерение, исключается. В качестве возражения против этого А.Эйнштейн предложил следующий мысленный эксперимент (рис.б). В некотором ящике, содержащем излучение, с помощью ча-

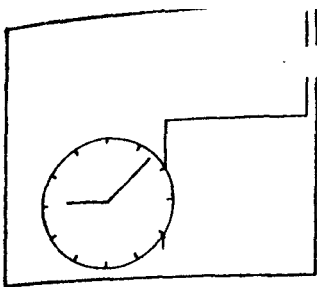


Рис. 6

сового механизма в определенный момент времени открывается отверстие, через которое выпускается один единственный фотон. Используя связь между энергией и массой $E=mc^2$ и взвесив ящик до и после вылета фотона, казалось бы, можно измерить энергию фотона с любой желаемой точностью, в противоречии

с квантовомеханическим соотношением неопределенностей для энергии и времени. Однако в ходе дискуссии выяснилось, что при анализе мысленного эксперимента Эйнштейна для того, чтобы спасти соотношение неопределенностей, а тем самым и квантовую механику, необходимо учитывать эффект замедления хода часов в поле тяготения. Этот эффект, согласно общей теории относительности Эйнштейна, заключается в том, что часы, помещенные в поле тяготения с потенциалом φ , обращаемым на бесконечности в нуль, показывают время

$$t = t_0 \left(1 + \frac{\varphi}{c^2} \right),$$

где t_0 — время, которое показывали бы часы при отсутствии поля тяготения. Если на взвешивание ящика затрачивается некоторое время T , то неопределенность в показаниях часов, находящихся внутри ящика, имеет вид

$$\Delta T \approx T \frac{\Delta \varphi}{c^2} = T \frac{g}{c^2} \Delta z,$$

где g — ускорение силы тяжести; Δz — неопределенность координаты z взвешиваемого ящика. Если ящик взвешивается с точностью Δm , то за время T , занятое процессом взвешивания, поле тяготения передаст ящику импульс $\Delta p_z = T g \Delta m$. Вычислим теперь величину

$$\Delta E \Delta T = c^2 \Delta m \Delta T \approx c^2 \frac{\Delta p_z}{T g} \frac{T g \Delta z}{c^2} = \Delta p_z \Delta z \approx 2\pi \hbar.$$

Таким образом, взвешивание ящика для точного измерения энергии фотона мешает установить точный момент его вылета в полном согласии с соотношением неопределенностей для энергии и времени.

Соотношения неопределенностей можно опровергнуть и с помощью других мысленных опытов. Однако при ближай-

шем рассмотрении оказывается, что все они не опровергаются, а подтверждают их. Поэтому можно считать соотношения неопределенностей незыблемыми и абсолютно точными.

Квантовая механика

Соотношения неопределенностей, которые рассматривались выше, показывают, что одновременное применение понятий импульса и координаты частицы не имеет смысла. В то же время сами по себе понятия импульса и координаты имеют физический смысл. Кроме того, эти соотношения показывают, что для математического описания импульса и координаты нельзя пользоваться обычными числами, или c -числами. Для этого необходимы другие математические понятия. С самого начала следует предполагать, что различным динамическим величинам должны соответствовать не обычные числа, а некоторые математические операторы. Наблюдаемые на опыте значения той или иной динамической величины совпадают с так называемыми собственными значениями оператора, соответствующего данной физической величине. Объясним, как вводятся эти операторы. Координату опишем сначала обычным числом. Что касается импульса частицы, то для свободной частицы он должен сохраняться, причем закон сохранения импульса связывается в физике с возможностью смещения системы в пространстве без нарушения ее внутренних свойств. Исходим из того, что свободная частица с определенным импульсом описывается ψ -функцией

$$\psi = C e^{i \frac{pr - Et}{\hbar}}.$$

Из этой формулы следует, что $\frac{\hbar}{i} \frac{\partial \psi}{\partial r} = p \psi$. Отсюда видно, что импульсу p соответствует оператор

$$\hat{p} = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial r},$$

или в компонентах

$$\hat{p}_x = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial x}, \quad \hat{p}_y = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial y}, \quad \hat{p}_z = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial z}.$$

Таким образом, оператор импульса совпадает с точностью до \hbar/i с дифференцированием по координатам. Это утверждение соответствует утверждению о том, что импульс связан с возможностью пространственного смещения системы. В рассматриваемом случае можно определить операцию смещения как переход от ψ -функции $\psi(r)$ к ψ -функции $\psi(r+a)$. Если частица обладает определенным

импульсом, то $\psi(r+a)$ должна отличаться от $\psi(r)$ только фазовым множителем $e^{i\alpha}$, где α — вещественное число, пропорциональное смещению и импульсу; $\alpha = pa$. Поскольку в то же время $\psi(r+a) = \psi(r) + a \frac{\partial}{\partial r} \psi + \dots$ (считаем a бесконечно малым), то приходим к выводу, что оператор импульса должен совпадать с оператором $\frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial r}$.

Аналогично можно установить вид оператора момента количества движения. В физике сохранение момента количества движения связывается с возможностью поворота системы вокруг некоторой оси на определенный угол без изменения свойств системы. Так, при вращении вокруг оси z на угол δ вращению соответствует переход от ψ -функции $\psi(\varphi)$ к ψ -функции $\psi(\varphi + \delta) = \psi(\varphi) + \delta \frac{\partial}{\partial \varphi} \psi + \dots$ (рассматривается зависимость ψ -функции только от азимутального угла φ , $\delta \ll 1$). Кроме того, при таком угловом перемещении ψ -функция должна приобрести только фазовый множитель $e^{i\alpha}$, где α — вещественное число, пропорциональное смещению и моменту M_z , $\alpha = M_z \delta$. Отсюда заключаем, что моменту M_z должен соответствовать оператор

$$M_z = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial \varphi}.$$

В классической механике вектор момента определяется формулой

$$\mathbf{M} = [\mathbf{r} \mathbf{p}],$$

откуда

$$M_z = x p_y - y p_x.$$

Если в эту формулу ввести вместо \mathbf{p} оператор импульса $\frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}}$, то для \hat{M}_z получим в точности найденное выше выражение. Действительно,

$$\hat{M}_z = \frac{\hbar}{i} \left(x \frac{\partial}{\partial y} - y \frac{\partial}{\partial x} \right) \equiv \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial \varphi},$$

где использованы соотношения $x = r \cos \theta \cos \varphi$, $y = r \cos \theta \sin \varphi$. Поэтому в общем случае можно определить квантовомеханический оператор момента частицы в виде

$$\mathbf{M} = [\mathbf{r} \mathbf{p}] = \frac{\hbar}{i} \left[\mathbf{r} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \right].$$

Рассмотрим, наконец, энергию частицы. В физике закон сохранения энергии связывается с возможностью временного смещения. Поэтому проанализируем смещение во времени ψ -функции, т.е. переход от $\psi(t)$ к $\psi(t + \delta t) = \psi(t) + \delta t \frac{\partial \psi}{\partial t} + \dots$. Если энергия имеет определенное значение, то $\psi(t + \delta t) = e^{i\alpha} \psi(t)$, где α — вещественное число, пропорциональное смещению δt и энергии E , $\alpha = E\delta t$. Отсюда

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = E\psi.$$

В то же время волновая функция ψ должна изменяться по определенному закону, причем он в силу свойства суперпозиции должен содержать ψ линейно. Полагаем, что «закон движения» ψ -функции всегда выражается в виде

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \hat{H}\psi,$$

где \hat{H} — некоторый оператор, не зависящий от ψ , но обладающий возможностью зависеть от различных динамических операторов системы или частицы. Он называется оператором Гамильтона или гамильтонианом. Установить его в общем виде невозможно. Для того чтобы существовало соответствие между квантовой теорией и классической механикой в области малых длин волн де Бройля, \hat{H} следует выбрать в виде

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}}{2m} + U(r),$$

где \hat{p} — оператор импульса; U — потенциальная энергия частицы. Если в это выражение подставить $\hat{p} = \hbar \frac{\partial}{\partial r}$, то приходим к уравнению Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + U \right) \psi,$$

где $\Delta \equiv \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$. Если энергия частицы имеет определенное значение, то

$$\hat{H}\psi = E\psi.$$

Это значит, что возможные значения энергии частицы представляют собой собственные значения оператора Гамильтона \hat{H} . В этом заключается общий закон нахождения возможных значений энергии, т.е. закон квантования энергии.

Выше показано, как вводятся операторы импульса, момента импульса и энергии. Как видим, они имеют структуру, аналогичную соответствующим классическим величинам, с той лишь разницей, что в них вместо импульса входит оператор импульса $\hat{p} = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial r}$.

Наблюдаемые значения различных физических величин представляют собой собственные значения соответствующих операторов. Рассмотрим проекцию момента на ось z . Оператор, соответствующий этой величине, определяется выражением

$$\hat{M}_z = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial \varphi}.$$

Легко найти собственные значения этого оператора \hat{M}_z из уравнения

$$\hat{M}_z \chi(\varphi) = M_z \chi(\varphi),$$

где $\chi(\varphi)$ — соответствующая собственная функция, т.е. из уравнения

$$\frac{\hbar}{i} \frac{d\chi}{d\varphi} = M_z \chi.$$

Отсюда

$$\chi(\varphi) = C e^{i \frac{M_z}{\hbar} \varphi}$$

(C — константа). Функция $\chi(\varphi)$ должна быть однозначной функцией координат, поэтому должна быть периодической функцией φ с периодом 2π , $\chi(\varphi) = \chi(\varphi + 2\pi)$. Для этого необходимо, чтобы величина M_z была кратна \hbar :

$$M_z = \hbar m, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

Таким образом, требование однозначности волновой функции χ немедленно приводит к квантованию проекции момента.

Далее рассмотрим оператор квадрата момента

$$\hat{M}^2 = -\hbar^2 \left[r \frac{\partial}{\partial r} \right]^2.$$

Собственные значения \hat{M}^2 определяются из уравнения

$$\hat{M}^2 \psi = M^2 \psi.$$

Отсюда можно получить, что

$$M^2 \hbar^2 l(l+1),$$

где l — положительное целое число, представляющее собой максимальное значение абсолютной величины проекции момента M_z (в единицах \hbar)

$$-l \leq m \leq l.$$

Проекция момента M_z и квадрат момента могут принимать только дискретные значения. Однако этим свойством обладают не все физические величины. Напротив, многие могут принимать лишь непрерывные значения, как координата r или импульс p свободной частицы. Поскольку физические величины по своему смыслу вещественные, то соответствующие им операторы должны обладать вещественными собственными значениями. Таким свойством обладают так называемые эрмитовы операторы. Собственные функции L любого эрмитового оператора

$$\hat{L}\varphi_i = \lambda_i\varphi_i$$

образуют полную ортонормированную систему функций, т.е.

$$\int \varphi_i^*(r)\varphi_j(r)d^3r = \delta_{ij},$$

где

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 1, & i=j, \\ 0, & i\neq j. \end{cases}$$

По этой причине любую функцию $\psi(r)$ можно разложить по собственным функциям любого эрмитового оператора:

$$\psi(r) = \sum_i a_i\varphi_i(r).$$

Если $\int \psi^*\psi d^3r = 1$, то $\sum_i |a_i|^2 = 1$. (Предполагаем, что

каждому собственному значению λ_i соответствует только одна собственная функция φ_i , т.е. отсутствует так называемое вырождение.) Коэффициенты разложения a_i определяются по формуле

$$a_i = \int \varphi_i^*(r)\psi(r)d^3r.$$

Это разложение имеет простой физический смысл. Пусть частица находится в состоянии, описываемом волновой функцией $\psi(r)$, и в этом состоянии измеряется некоторая величина, которой соответствует оператор L . Измерение приводит к спектру значений $\lambda_1, \lambda_2, \dots$. Поэтому возникает вопрос, какова вероятность w_i того, что измерение приведет к значению λ_i ? Эта вероятность равна квадрату модуля коэффициента разложения a_i , $w_i = |a_i|^2$ ($\sum_i w_i = 1$).

Если имеются два оператора \hat{L} и \hat{K} , обладающие общими собственными функциями φ_{ij} :

$$\hat{L}\varphi_{ij} = \lambda_i\varphi_{ij}, \quad \hat{K}\varphi_{ij} = \kappa_j\varphi_{ij},$$

то в состоянии φ_{ij} измерение величины L приводит к результату λ_i , а измерение величины \hat{K} — к результату κ_j .

Таким образом, измерение двух величин приводит к вполне однозначным результатам. Однако когда два опе-

ратора имеют общие собственные функции, то необходимо и достаточно, чтобы они коммутировали между собой:

$$\hat{L}\hat{K} - \hat{K}\hat{L} = 0.$$

Если это условие не выполняется, то одновременно измерить абсолютно точно величины, которым соответствуют операторы \hat{L} и \hat{K} , невозможно. Например, операторы координаты и соответствующей проекции импульса p_x не коммутируют

$$\hat{p}_x x - x \hat{p}_x = -i\hbar,$$

и, следовательно, одновременно измерить эти величины невозможно. Действительно, при этом всегда выполняется соотношение неопределенностей

$$\Delta p_x \Delta x \approx 2\pi\hbar.$$

В общем случае, если

$$LK - KL = i\hbar \hat{N},$$

то неточности ΔL и ΔK , возникающие при измерении величин \hat{L} и \hat{K} , связаны соотношением неопределенностей

$$\Delta L \Delta K \geq \frac{1}{2} \hbar |\bar{N}|,$$

где

$$\bar{N} = \int \psi^* \hat{N} \psi d^3 r,$$

а ψ — волновая функция состояния, в котором измеряются величины \hat{L} и \hat{K} . При этом

$$(\Delta L)^2 = \overline{(L - \bar{L})^2}, \quad (\Delta K)^2 = \overline{(K - \bar{K})^2},$$

а средние значения операторов находятся аналогично величине \bar{N} .

Нам известен оператор импульса частицы, но не известен оператор скорости частицы. Его можно определить как $v = \hat{p}/m$. Однако можно поставить более общий вопрос: задан оператор \hat{F} , как определить оператор, соответствующий скорости изменения во времени величины \hat{F} ? Для этого введем матрицы, соответствующие операторам. Пусть $\psi = \exp(-iE_n t/\hbar) \psi_n(\mathbf{r})$ — собственная функция гамильтониана \hat{H} , $\hat{H}\psi_n(\mathbf{r}) = E_n \psi_n(\mathbf{r})$. Тогда матрицей F_{mn} , соответствующей оператору \hat{F} , называется совокупность величин

$$F_{nm} = \exp[i(E_n - E_m)t/\hbar] \int \psi_n^*(\mathbf{r}) \hat{F} \psi_m(\mathbf{r}) d^3 r.$$

Эти величины зависят явно от времени по закону $e^{i\omega_{nm}t}$, где $\omega_{nm} = (E_n - E_m)/\hbar$. Отсюда

$$F_{nm} = i \omega_{nm} F_{nm}.$$

Данную матрицу считаем соответствующей оператору скорости \hat{F} :

$$(\hat{F})_{nm} = i \omega_{nm} F_{nm}.$$

Последнее выражение представим в виде

$$(\hat{F})_{nm} = \frac{i}{\hbar} ([\hat{H}\hat{F}])_{nm},$$

где коммутатор $[\hat{H}\hat{F}]$ определяется по формуле

$$[\hat{H}\hat{F}] \equiv \hat{H}\hat{F} - \hat{F}\hat{H}.$$

Таким образом, приходим к общему соотношению

$$\hat{F} = \frac{i}{\hbar} [\hat{H}\hat{F}].$$

Если в этой формуле положить $\hat{F} = \hat{r}$, то

$$\hat{r} = \hat{p}/m,$$

что является определением оператора скорости частицы.

Если положим $\hat{F} = \hat{p}$, то

$$\hat{p} = -\partial U/\partial r.$$

Данное соотношение, представляющее собой уравнение Ньютона, записано в операторной, или матричной, форме, что очень важно в принципиальном отношении. Оно показывает, что квантовую механику не обязательно строить, основываясь на уравнении Шредингера, а можно исходить из следующего постулата: каждой физической величине соответствует некоторая матрица (эрмитовая), причем матрицы формально связаны такими же соотношениями, как и соответствующие величины в классической механике. К ним добавляется условие коммутации между матрицами импульса и координаты

$$\hat{p}_i \hat{r}_k - \hat{r}_k \hat{p}_i = i \hbar \delta_{ik},$$

что в принципе позволяет найти вид всех матриц, соответствующих различным физическим величинам. Таким образом, возникает так называемая матричная механика. Она была сформулирована В. Гейзенбергом в 1925 г. до возникновения волновой механики Шредингера в 1926 г. Эквивалентность матричной механики Гейзенберга и волновой механики Шредингера была установлена в общем виде Шредингером. Исходя из матричной механики Гейзенберга П. Дирак в 1925 г. дал общую математическую формулировку квантовой теории, тесно связанную с математической структурой классической механики. Квантовая механика Дирака включала матричную механику Гейзенберга и волновую механику Шредингера.

Процесс измерения в квантовой физике

В основе квантовой механики лежит уравнение Шредингера, определяющее закон изменения волновой функции ψ частицы, однако им квантовая механика не исчерпывается. Для того чтобы она была законченной физической теорией, необходимо дополнить уравнение Шредингера физической интерпретацией процесса измерения различных физических величин. Это связано с тем, что при каждом измерении, по существу, измеряющий прибор взаимодействует с измеряемым объектом. В классической физике предполагается, что измерение не влияет на измеряемый объект. Однако в квантовой физике ситуация существенно меняется, и воздействие прибора на объект в принципе не может быть сделано сколь угодно малым. Именно это и приводит в итоге к необходимости использования в квантовой механике понятия вероятности.

Обратимся снова к мысленному опыту Гейзенберга, в котором электрон до освещения его светом обладал определенным импульсом. Что происходит благодаря взаимодействию света с электроном? После его локализации в заданной области пространства электрон уже не обладает определенным импульсом — наш опыт по локализации электрона разрушил исходное состояние электрона с определенным импульсом. Однако электрон движется, и можно поставить вопрос об определении его импульса после освещения электрона пучком света. Представим себе для этого большое количество абсолютно тождественных копий нашего мысленного опыта, т.е. большое количество электронов, находящихся строго в одинаковых состояниях с одинаковым импульсом, и такое же количество тождественных пучков света, служащих для их освещения. После освещения электронов определим их импульсы. Несмотря на тождественность установок, результаты опытов не одинаковы — одни электроны имеют один, а другие — другой импульс. В соответствии с соотношением неопределенностей Гейзенберга получаем не только разброс импульсов, но и отмечаем, что при увеличении общего количества опытов отношение числа опытов, в которых обнаруживается некоторое значение импульса, к общему количеству опытов стремится к определенному значению. Это означает, что наблюдаемый разброс значений импульсов электронов не хаотичен, а характеризуется определенным статистическим, или вероятностным, распределением.

Почему это происходит? Естественно, связать возникновение статистической закономерности с неконтролируемым характером взаимодействия пучка света с электроном, или, формулируя вопрос более общим образом, — с неконтролируемым характером взаимодействия прибора с микрообъектом. Однако отсюда, тем не менее, нельзя заключить, что обязательно должно иметь место определенное статистическое распределение значений импульса электрона.

Впрочем, импульс не играет исключительной роли: аналогичная ситуация (вероятностное распределение) возникает и при экспериментальном определении значений других физических величин, относящихся к микрообъектам (электронам, протонам, нейтронам, атомам, молекулам и пр.). Например, если взять атом водорода, находящийся в некотором состоянии с определенной энергией, то положение его электрона в пространстве можно охарактеризовать только статистическим распределением, но нельзя определить с помощью траектории. При этом существенно, что вероятностное распределение для значений координаты не зависит от свойств прибора, служащего для измерения координаты, а определяется только значениями энергии электрона и квадрата его момента.

Статистичность в поведении микрообъектов, причем статистичность определенного характера, — замечательный экспериментальный факт, она лежит в природе вещей. Какую же задачу ставит перед собой квантовая механика? Не пытаясь выяснить природу статистичности (являясь в этом смысле феноменологической теорией), она ставит перед собой задачу — дать метод нахождения вероятностных распределений для разных физических величин в разных состояниях микрообъектов. Эта задача тесно связана с другой задачей первостепенной важности — задачей нахождения спектров возможных значений различных физических величин. Для их решения квантовая механика вводит понятия состояний и наблюдаемых. Она различает чистые состояния и смеси и сопоставляет чистому состоянию некоторую функцию — волновую функцию, или вектор состояния, а смеси — некоторую матрицу — матрицу плотности. Различным физическим величинам квантовая механика сопоставляет, как отмечалось выше, эрмитовы операторы, спектры собственных значений которых интерпретируются как совокупности возможных значений соответствующих наблюдаемых. Это значит, что измерение какой-либо величины с помощью подходящего для данной цели устройства (оно называется прибором) дает одно из

собственных значений оператора, соответствующего рассматриваемой наблюдаемой. При этом прибор должен обязательно обладать классическими свойствами — подчиняться законам классической механики (точнее, классической физики), иначе его «показания» не будут достоверными и будут характеризоваться квантовыми разбросами.

Какое собственное значение наблюдаемой будет давать измерение? В разных опытах получены различные значения, и поэтому можно говорить об определении вероятности обнаружения того или иного собственного значения наблюдаемой (в исследуемом состоянии микрообъекта). Найти это распределение вероятностей проще всего в том случае, когда состояние микрообъекта является чистым. В этом случае вектор состояния (волновая функция) вплоть до момента измерения наблюдаемой изменяется по строго определенному закону в соответствии с уравнением Шредингера. Волновая функция, удовлетворяющая уравнению Шредингера, непосредственно связана с вероятностной интерпретацией квантовой механики. Если образовать квадрат модуля волновой функции в какой-либо точке пространства, то он будет определять плотность вероятности нахождения частицы в этой точке. Волновая функция относится к определенному состоянию, поэтому и найденная плотность вероятности также относится к этому состоянию.

Поскольку уравнение Шредингера является линейным, то справедлив принцип суперпозиции, согласно которому если два вектора состояний удовлетворяют ему порознь, то и их суперпозиция также удовлетворяет этому уравнению. Однако если образовать квадрат модуля суперпозиции векторов состояний, то он не равен сумме квадратов модулей складываемых векторов состояний. Кроме этой суммы, квадрат модуля суперпозиции содержит еще попарные произведения разных векторов состояний. Поэтому вероятность нахождения частицы в каком-либо месте пространства в случае суперпозиции состояний не равна сумме вероятностей нахождения частицы в этом месте, соответствующих каждому из векторов состояний. Возникает интерференция состояний вероятностей — явление, отсутствующее в классической физике. Действительно, если бы интерференция вероятностей имела место для классических объектов, то возникали бы парадоксальные ситуации. Примером является так называемый шредингеровский кот. Эта ситуация состоит в следующем. В ящик помещают кота, счетчик Гейгера и молоток, который при срабатывании счетчика разбивает ампулу с синильной кислотой. У счетчика помещено такое количество радиоактивного ма-

териала, что вероятность одного распада в течение часа равна $1/2$. Если бы была возможна интерференция вероятностей для классических объектов, то через час образовалась бы суперпозиция живого и мертвого кота, был бы возможен полуживой—полумертвый кот!

Вернемся к вопросу определения вероятности обнаружения того или иного собственного значения наблюдаемой в каком-либо чистом состоянии. Для этого необходимо взять волновую функцию объекта в момент времени, непосредственно предшествующий измерению наблюдаемой, и разложить ее в ряд по собственным функциям оператора, соответствующего наблюдаемой. Тогда коэффициенты этого разложения играют роль амплитуд вероятности. Это значит, что квадраты их модулей определяют вероятности различных значений наблюдаемой.

Коммутирующие операторы имеют общие собственные функции. Поэтому соответствующие им значения можно с любой степенью точности определять одновременно. Если операторы не коммутируют, то при известной точно одной величине (рассматривая состояние с определенным значением этой величины), для другой величины получаем не точное значение, а некоторое статистическое распределение, которое никак не зависит от устройства прибора, следует лишь, чтобы прибор был приспособлен для измерения интересующей нас величины и был классическим. Последнее условие означает, как отмечалось выше, что прибор подчиняется законам классической физики.

Квантовая механика отвергала столь привычный всем детерминизм классической механики в повседнии микрообъектов, хотя и сохранила его для измеряющих устройств. Последнее особенно замечательно: квантовая механика для своего обоснования нуждается в классической. Поистине диалектика физики достигает своего апогея!

Однако действительно ли квантовая механика сумела отвергнуть лапласовский детерминизм классической физики? Ведь статистические закономерности существуют и в классической физике, при полном детерминизме. Достаточно указать, например, на закономерности во флуктуациях различных величин, относящихся к макроскопическим телам. Более того, своими гениальными трудами Л.Больцман и Дж.Гиббс показали, что всю термодинамику можно рассматривать как статистическую механику и, исходя из законов механики с учетом атомной структуры макроскопических тел и усреднения различных величин, относящихся к этим телам, по ненаблюдаемым «скрытым» параметрам — координатам и импульсам

отдельных атомов, можно получить все термодинамические свойства макроскопических тел.

В квантовой механике ситуация несколько иная — микросистемы не состоят из большого количества меньших объектов. Тем не менее, может быть, существуют какие-то «скрытые» параметры, подобные координатам и импульсам отдельных атомов в кинетической теории материи, которые и ответственны за наблюдаемые статистические закономерности в поведении отдельных микрообъектов? Чтобы научно ответить на этот вопрос в настоящее время, когда нет иной, кроме квантовой механики, теории микромира, следует выяснить, есть ли место для скрытых параметров в существующей квантовой механике.

Впервые вопрос о скрытых параметрах был поставлен Дж. фон Нейманом и им же решен. Ответ гласит, что квантовая механика является логически замкнутой теорией, в которой нет места для скрытых параметров (теорема фон Неймана). Иными словами, для введения скрытых параметров необходима коренная ломка квантовой механики. Идея доказательства теоремы фон Неймана состоит в установлении противоречия между предположением о существовании скрытых параметров и постулатами квантовой механики. В частности, существование скрытых параметров эквивалентно существованию единой функции от собственных значений различных операторов, которая определяла бы результаты всех измерений, что противоречит интерференции вероятностей.

Релятивистский электрон

Квантовая механика тесно связана с классической. Так, в уравнение Шредингера входит гамильтониан, формально совпадающий с классическим гамильтонианом, если в последнем заменить импульс квантовомеханическим оператором импульса. По этой причине квантовая механика относится, строго говоря, к нерелятивистской частице, например электрону, скорость которого должна быть малой по сравнению со скоростью света c . Возникает вопрос: можно ли обобщить квантовую механику таким образом, чтобы она описывала состояние релятивистской частицы, т.е. частицы, скорость которой сравнима со скоростью света. Казалось бы, для этой цели необходимо исходить из уравнения Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = H \psi$$

и понимать под H гамильтониан частицы в релятивистской механике. Если частица свободна, то ее гамильтониан имеет вид

$$H = c \sqrt{p^2 + m^2 c^2},$$

где p — импульс частицы; m — ее масса. Если использовать указанный выше прием, то в выражении для H следует заменить импульс p оператором импульса $\hat{p} = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial r}$. Однако тогда встречаемся с математической трудностью извлечения квадратного корня из выражения $-\Delta + m^2$. (Здесь и далее используем единицы измерения, в которых $\hbar = c = 1$.) Попытаемся обойти эту трудность, положив формально

$$\sqrt{-\Delta + m^2} = \sum_{i=1}^3 \left(-i \alpha_i \frac{\partial}{\partial r_i} \right) + \beta m,$$

где $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ и β — некоторые величины, не зависящие от r и t . Однако легко видеть, что это необычные величины. Действительно, возводя в квадрат обе части приведенного выше соотношения, получаем

$$\begin{aligned} -\Delta + m^2 &= \left[\sum_i \left(-i \alpha_i \frac{\partial}{\partial r_i} \right) + \beta m \right]^2 = \\ &= \sum_{i,k} \left(-\alpha_i \alpha_k \frac{\partial}{\partial r_i} \frac{\partial}{\partial r_k} \right) - im \sum_i \left(\alpha_i \beta + \beta \alpha_i \right) \frac{\partial}{\partial r_i} + \beta^2 m^2. \end{aligned}$$

Отсюда следует, что должны выполняться следующие соотношения:

$$\alpha_i \alpha_k + \alpha_k \alpha_i = 2 \delta_{ik}, \quad \alpha_i \beta + \beta \alpha_i = 0, \quad \beta^2 = 1.$$

Эти соотношения можно удовлетворить, если считать, что величины α_i и β — некоторые квадратные матрицы. Более того, убеждаемся в том, что количество строк и столбиков в этих матрицах не может быть меньше четырех. Удовлетворить эти соотношения, в частности, можно, если выбрать четырехрядные матрицы в виде

$$\alpha_i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_i \\ \sigma_i & 0 \end{pmatrix}, \quad \beta = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix},$$

где σ_i — 2×2 матрицы Паули:

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix},$$

а $I = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$ — единичная 2×2 матрица.

Таким образом, для свободной частицы приходим к следующему уравнению Шредингера:

$$i \frac{\partial \psi}{\partial t} = \left(-i \alpha \frac{\partial}{\partial r} + \beta m \right) \psi .$$

Для того чтобы это уравнение имело математический смысл, полагаем, что ψ — не одна функция, а совокупность четырех:

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \psi_3 \\ \psi_4 \end{pmatrix} ,$$

причем выражения $\alpha_1 \psi$, $\alpha_2 \psi$, ..., $\beta \psi$ понимаем следующим образом: например, $\alpha_1 \psi$ — так же, как и ψ , четырехкомпонентный столбец, i -я компонента которого

$$(\alpha_1 \psi)_i = \sum_{k=1}^4 (\alpha_1)_{ik} \psi_k \quad (\text{для сокращения записи знак}$$

суммирования по повторяющимся индексам опускается).

Четырехкомпонентный столбец ψ_i называется биспинором. Представим его как совокупность двух двухкомпонентных столбцов φ и χ , называемых спинорами:

$$\psi = \begin{pmatrix} \varphi \\ \chi \end{pmatrix} .$$

Теперь выясним физический смысл четырехкомпонентных биспиноров ψ . Для этого рассмотрим решение найденного нами уравнения (впервые оно было получено П. Дираком в 1928 г. и называется его именем) в случае свободной частицы с определенными импульсом p и энергией E . Полагая

$$\psi = u e^{i p r - i E t} ,$$

получаем следующее уравнение для u :

$$\left[E - (\alpha p + \beta m) \right] u = 0 .$$

В случае, когда импульс направлен по оси z ($p_x \equiv p_y = 0$), положим

$$\psi^\pm = u^\pm e^{i p z - i E t} ,$$

где « \pm » — различные возможные знаки энергии E . Теперь уравнение Дирака для определения функций u^\pm примет вид

$$\begin{pmatrix} -E + m & 0 & p & 0 \\ 0 & -E + m & 0 & -p \\ -p & 0 & E + m & 0 \\ 0 & p & 0 & E + m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_1^\pm \\ u_2^\pm \\ u_3^\pm \\ u_4^\pm \end{pmatrix} = 0 .$$

Нетрудно убедиться в том, что следующие биспиноры представляют собой решения этого уравнения Дирака:

$$u_{\text{I}}^+ = \begin{pmatrix} E+m \\ 0 \\ p \\ 0 \end{pmatrix}, u_{\text{II}}^+ = \begin{pmatrix} 0 \\ E+m \\ 0 \\ -p \end{pmatrix}, u_{\text{I}}^- = \begin{pmatrix} -p \\ 0 \\ -E+m \\ 0 \end{pmatrix}, u_{\text{II}}^- = \begin{pmatrix} 0 \\ -p \\ 0 \\ -E+m \end{pmatrix}$$

Таким образом, уравнение Дирака для свободной частицы с заданным импульсом имеет четыре независимых решения. Два относятся к значению $E = \sqrt{p^2 + m^2}$, а два других — к $E = -\sqrt{p^2 + m^2}$ (где под корнем понимается его арифметическое значение). Казалось бы, что решения, соответствующие отрицательной энергии, можно отбросить как не имеющие физического смысла. Однако этого сделать нельзя по более глубоким причинам, а именно: при этом нарушится так называемое условие полноты функций. Поэтому сохраним решение с отрицательной энергией и найдем для него правильную физическую интерпретацию. Сделаем это несколько позже, а пока обратим внимание на то, что каждому значению энергии соответствуют два независимых решения. Эти решения относятся к двум возможным значениям некоторой внутренней степени свободы частицы, именуемой спином. Соответствующие данным решения квантовомеханические состояния интерпретируем как два состояния с различной проекцией спина частицы на направление ее импульса. Спин является квантовым вектором, подобным вектору углового момента. Поскольку количество проекций равно двум, то $S = 1/2$. (В общем случае количество проекций спина равно $2S + 1$.) Таким значением спина обладает электрон. Поэтому уравнением Дирака можно описывать электрон или другую частицу со спином $1/2$.

Вернемся к вопросу о знаке энергии, который можно связать со знаком заряда электрона. Считаем, что волновая функция, соответствующая отрицательной энергии, описывает не электрон, а позитрон — частицу, отличающуюся от электрона знаком заряда и обладающую положительной энергией.

Уравнению Дирака

$$i \frac{\partial \psi}{\partial t} = \left(-i \alpha \frac{\partial}{\partial r} + \beta m \right) \psi$$

можно придать более симметричный вид, если умножить его слева на β :

$$i \beta \frac{\partial \psi}{\partial t} = \left(-i \beta \alpha \frac{\partial}{\partial r} + m \right) \psi.$$

После введения обозначений $\gamma_k = -i\beta\alpha_k$, $\gamma_4 = \beta$, $x_4 = it$ уравнение Дирака можно записать в виде

$$\left(\gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu} + m \right) \psi = 0,$$

где по повторяющимся индексам μ подразумевается суммирование от 1 до 4, а матрицы γ_μ , называемые матрицами Дирака, удовлетворяют соотношениям

$$\gamma_\mu \gamma_\nu + \gamma_\nu \gamma_\mu = 2\delta_{\mu\nu}.$$

Спин электрона и принцип Паули

Как отмечалось выше, уравнение Дирака для каждого состояния электрона с определенными энергией и импульсом допускает два независимых решения. Их существование было интерпретировано нами как наличие у электрона некоторой добавочной степени свободы, которая названа спином электрона. Однако спин электрона проявляется не только в существовании двух независимых решений, но и в том, что электрон обладает внутренним моментом вращения, не сводящимся к обычному орбитальному моменту количества движения. Внутренним моментом обладает даже покоящийся электрон. Известно, что если частица имеет орбитальный момент l , то количество возможных ориентаций момента по отношению к какой-либо оси (оси квантования) равняется $2l + 1$. Это свойство очень общее и применимо также к спиновому моменту. Поэтому следует считать, что максимальное значение проекции спинового момента $S = 1/2$ (в единицах \hbar). Тогда количество возможных ориентаций спинового момента $2S + 1 = 2$, т.е. равно количеству независимых решений уравнения Дирака для данных энергии и импульса. Это позволяет интерпретировать независимые решения как состояния, обладающие различной ориентацией, или проекцией спина. Если электрон движется, то он имеет орбитальный момент и полный его момент J равен сумме орбитального момента L и спинового момента S :

$$J = L + S.$$

В действительности в этой формуле три вектора являются квантовыми, поэтому их квадраты определяются по формулам

$$J^2 = j(j + 1), \quad L^2 = l(l + 1), \quad S^2 = s(s + 1).$$

Поскольку проекции этих векторов на ось квантования подчиняются правилу обычного сложения, то

$$j = l \pm 1/2.$$

Хотя спин введен исходя из релятивистского уравнения Дирака, тем не менее его существование должно учитываться и в нерелятивистской квантовой механике, в частности, волновую функцию электрона ψ запишем в виде

$$\psi = \psi(x, y, z, \sigma; t),$$

где x, y, z — пространственные координаты электрона; σ — спиновая переменная, для электрона $\sigma = \pm 1/2$. Эта запись эквивалентна утверждению, что мы имеем дело с двумя функциями $\psi_{\sigma}(x, y, z; t)$, зависящими от координат и времени. Пространственные и спиновую переменные можно объединить в одну переменную $\xi \equiv x, y, z, \sigma$, так что волновая функция имеет вид $\psi = \psi(\xi, t)$. Если существует система двух электронов, то их волновая функция $\psi(1, 2) \equiv \psi(\xi_1, \xi_2, t)$. Важнейшим свойством электронов является их тождественность. Поэтому $\psi(2, 1)$ описывает то же квантовомеханическое состояние, что и $\psi(1, 2)$. Это значит, что обе эти функции отличаются только некоторым фазовым множителем $e^{i\alpha}$:

$$\psi(2, 1) = e^{i\alpha} \psi(1, 2).$$

Если в этом равенстве сделать еще одну перестановку, то приходим к выводу, что

$$\psi(2, 1) = (e^{i\alpha})^2 \psi(1, 2), \text{ т.е. } e^{i\alpha} = \pm 1.$$

Для электронов $e^{i\alpha} = -1$, т.е.

$$\psi(\xi_2, \xi_1) = -\psi(\xi_1, \xi_2).$$

Иными словами, волновая функция двух электронов антисимметрична относительно их перестановки. Отсюда, в частности, следует, что если $\xi_1 = \xi_2$ то $\psi = 0$, т.е. два электрона не могут находиться в состояниях с одинаковыми значениями ξ .

Состояние электрона в центральном поле характеризуется четырьмя квантовыми числами: главным квантовым числом n , орбитальным моментом l , его проекцией m , а также спиновой переменной σ . Эта четверка чисел аналогична четверке чисел ξ , и подобно тому, как два электрона не могут иметь одинаковые значения ξ , так они не могут иметь одинаковых четверок чисел n, l, m, σ . Следовательно, в квантовом состоянии n, l, m, σ не может находиться более, чем один электрон. В этом заключается принцип Паули.

Принцип Паули позволяет понять устройство Периодической системы элементов Менделеева, объяснить устойчивость некоторых атомных ядер, постигнуть природу гомеоплярной химической связи, а также разъяснить разделение твердых тел на металлы и диэлектрики.

Остановимся прежде всего на устройстве Периодической системы элементов Менделеева.

В атомной физике в качестве разумного принимается приближение, в котором рассматривается движение одного электрона в поле, создаваемом всеми электронами и ядром. Причем это самосогласованное поле считается центральным. Как отмечалось выше, в центральном поле состояние электрона описывается четырьмя квантовыми числами n, l, m, σ . Волновую функцию электрона в центральном поле можно представить в виде произведения радиальной волновой функции $R(r)$, зависящей только от модуля радиуса-вектора r , и шаровой функции $Y(\theta, \varphi)$, зависящей от угловых переменных θ и φ , которые задают направление радиуса-вектора r :

$$\psi(r) = R(r) Y(\theta, \varphi).$$

Важной характеристикой состояния электрона является число нулей n_r радиальной волновой функции $R(r)$. Согласно определению, главное квантовое число n представляет собой следующую величину:

$$n = n_r + l + 1,$$

т.е. при данном n $l \leq n - 1$. Совокупность электронов с фиксированными n и l заполняет оболочку n, l . На оболочке n, l , согласно принципу Пауля, может находиться не более, чем $2(2l + 1)$ электронов, отличающихся $2l + 1$ значениями проекции момента $-l \leq m \leq l$ и двумя значениями проекции спина $\sigma = \pm 1/2$. Орбитальное квантовое число l обозначают малой латинской буквой:

$$\begin{array}{cccccccc} l = & 0, & 1, & 2, & 3, & 4, & 5, & 6, \dots, \\ & s, & p, & d, & f, & g, & h, & i, \dots, \\ 2(2l + 1) = & 2, & 6, & 10, & 14, & 18, & 22, & 26, \dots, \end{array}$$

а полностью заполненные оболочки — символами

$$n s^2, n p^6, n d^{10}, n f^{14}, n g^{18}, \dots$$

Перечислим все заполненные оболочки атомов, входящих в Периодическую систему Менделеева (табл. 1). Реальное заполнение оболочек нередко отклоняется от этой упрощенной схемы и при заполнении внутренних оболочек один, а иногда и два электрона внешней уже заполненной оболочки захватываются внутренней оболочкой. С учетом этих отклонений все многообразие элементов Периодической системы элементов Менделеева описывается приведенной схемой, в основе которой лежит представление о квантовых числах n, l, m, σ и принцип Пауля.

Квантовая механика объясняет особую устойчивость в химических превращениях инертных газов, у которых пол-

ностью заполнены внешние оболочки. Атомные номера инертных газов

$$Z = 2, 10, 18, 36, 54, 86$$

легко можно подсчитать с помощью приведенной выше схемы. Аналогичное явление особой устойчивости наблюдается у большого количества атомных ядер, у которых число нуклонов (нейтронов или протонов) равно одному из «магических» чисел:

$$2, 8, 20, 28, 50, 82, 126.$$

Примеры таких ядер: ${}^4_2\text{He}_2$,

${}^{16}_8\text{O}_8$, ${}^{40}_{20}\text{Ca}_{20}$, ${}^{48}_{20}\text{Ca}_{28}$, ${}^{208}_{82}\text{Pb}_{126}$. У ядра ${}^{50}\text{Sn}$ с магическим числом протонов самое большое число стабильных изотопов — десять. Предположение о том, что каждый нуклон можно приближенно описать как находящийся в центральном самосогласованном поле, образованном всеми нуклонами, приводит к понятию оболочек и соответственно в случае полностью заполненных оболочек — к магическим числам. Рассмотрим простейший вариант самосогласованного поля, потенциал которого считаем потенциалом трехмерного гармонического осциллятора

$$V = a(x^2 + y^2 + z^2).$$

Известно, что в случае одномерного гармонического осциллятора энергия осциллятора согласно Планку представляется как

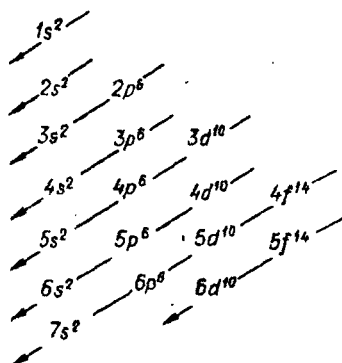
$$E_n = n \hbar \omega.$$

Обобщение этой формулы на трехмерный случай имеет вид

$$E_{n_x, n_y, n_z} = (n_x + n_y + n_z) \hbar \omega.$$

Считаем, что все нуклоны с одной и той же энергией заполняют оболочку. Тогда легко подсчитать, сколько их входит в данную оболочку с номером N (табл. 2). Удвоение приведенных чисел связано с тем, что спин каждого нуклона может принимать два значения: $\pm 1/2$. Общая формула для

Таблица 1. Заполнение оболочек в атомах



Примечание. Стрелки указывают общую тенденцию заполнения оболочек в атомах с увеличением атомного номера элемента.

Таблица 2. Заполненные оболочки в ядрах по осцилляторной модели

N	n_x	n_y	n_z	Количество нуклонов	Магические числа
1	0	0	0	2	2
2	1	0	0	6	8
	0	1	0		
	0	0	1		
	2	0	0		
	0	2	0		
	0	0	2		
3	0	1	1	12	20
	1	0	1		
	1	1	0		
	1	1	0		

числа нуклонов на N -й оболочке имеет вид $N(N+1)$ и приводит к значениям

$$2, 6, 12, 20, 30, 42$$

и соответственно к магическим числам

$$2, 8, 20, 40, 70, 112.$$

Видно, что совпадают три первых магических числа, что при учете грубости нашей модели не так плохо. Посмотрим, как связаны настоящие магические числа с полученными нами:

$$28 = 20 + 8$$

$$50 = 40 + 10$$

$$82 = 70 + 12$$

$$126 = 112 + 14$$

Из записи видна довольно простая закономерность: каждое последующее недостающее число отличается от предыдущего на 2. Это объясняется одной особенностью ядерных взаимодействий: существенной зависимостью этих взаимодействий от взаимной ориентации спинового и орбитального моментов нуклонов. Спин-орбитальное взаимодействие приводит к тому, что энергия нуклона с орбитальным моментом l начинает зависеть от полного момента нуклона i , который, как известно, принимает два значения $j = l \pm 1/2$. (Спин-орбитальное взаимодействие есть и в атомах, но оно невелико и проявляется в виде незначительного расщепления — тонкой структуры — спектральных линий.) Вследствие интенсивного спин-орбитального взаимодействия в атомных ядрах 8 f -нуклонов с полным моментом $j = 7/2$ выделяются в отдельную подоболочку, а соответственно $2j + 1$, т.е. 10, 12 и 14 g -, h - и i -нуклонов с полными моментами $9/2$, $11/2$ и $13/2$ отходят от своих (осциллятор-

ных) оболочек и присоединяются к предыдущим оболочкам, что и приводит к наблюдаемым магическим числам.

Проанализируем природу гомеоплярной химической связи на примере молекулы водорода. Волновую функцию электронов в молекуле при заданном расстоянии между ядрами R запишем в виде

$$\psi(r_1, \sigma_1, r_2, \sigma_2, R; t).$$

Данная функция должна быть антисимметрична по отношению к замене переменных

$$r_1, \sigma_1 \leftrightarrow r_2, \sigma_2.$$

Отсюда следует, что она симметрична (антисимметрична) по отношению к пространственным координатам r_1, r_2 , если она антисимметрична (симметрична) по отношению к спиновым переменным σ_1, σ_2 . Если волновая функция

антисимметрична по отношению к спиновым переменным, то суммарный спин электронов $S = 0$, если она симметрична по отношению к спиновым переменным, то $S = 1$. В первом случае волновая функция — симметричная функция координат, во втором — антисимметричная. Поскольку гамильтониан двух электронов в молекуле водорода является функцией координат электронов, то значения энергии электронов (при заданном расстоянии R между ядрами) зависят от

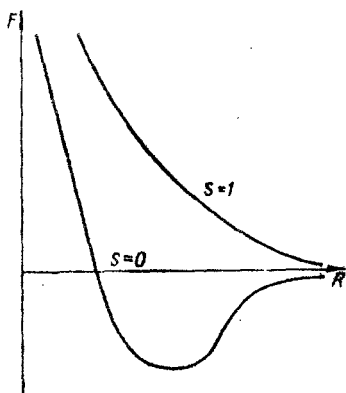


Рис. 7

симметрии волновой функции по отношению к координатам электронов. Вычисления показывают, что энергия электронов при симметричной координатной функции меньше энергии в случае антисимметричной функции координат электронов. При этом зависимость энергии от R имеет минимум в симметричном случае и не имеет минимума в антисимметричном (рис. 7). Существование минимума и означает наличие связанного состояния у двух атомов водорода. Как видим, связанные состояния возникают в том случае, когда спины двух электронов направлены в противоположные стороны и антисимметризованы, т.е. их суммарный спин равен нулю. Разъясним теперь разделение твердых тел на металлы и диэлектрики. Заметим, что энер-

энергетический спектр кристалла следует строить исходя из энергетического спектра отдельного атома. Из каждого уровня атома возникает полоса уровней, количество которых равно общему количеству атомов в кристалле. Таким образом в кристалле возникают энергетические зоны. Если все электроны кристалла полностью заполняют несколько зон, то такой кристалл не проводит электричество во внешнем электрическом поле. Это связано с невозможностью перемещения электронов вследствие принципа Паули. А это означает, что такой кристалл — диэлектрик. Напротив, если энергетическая зона полностью не заполнена, то движение электронов в такой зоне под действием поля возможно, и в этом случае кристалл является проводником, т.е. металлом (рис. 8).

Наконец, принцип Паули позволяет дать наглядную интерпретацию отрицательным уровням энергии в теории Дирака и объяснить их связь с существованием позитрона. Возможные значения энергии электрона в теории Дирака как функции импульса определяются по формуле

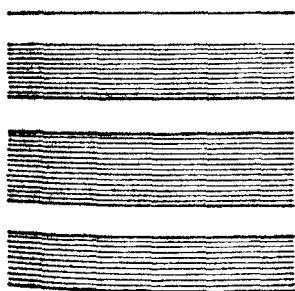


Рис. 8

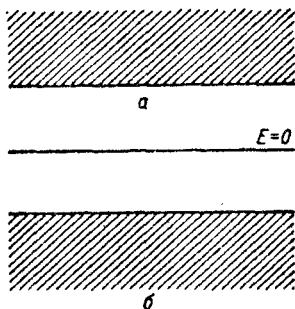


Рис. 9

$$E = \pm c \sqrt{p^2 + m^2 c^2} .$$

Положительным и отрицательным значениям энергии соответствуют два континуума: верхний $E > mc^2$ и нижний $E < -mc^2$ (рис. 9). Согласно Дираку предположим, что нижний континуум полностью заполнен электронами («море» Дирака), и эти электроны физически ненаблюдаемы. Пусть теперь с помощью внешнего электромагнитного поля какой-либо электрон из нижнего континуума переносится в верхний континуум. Тогда эта частица будет наблюдаться

как настоящий электрон, возникающая же «дырка» в бесконечном море Дирака будет вести себя как электрон, обладающий положительным зарядом.

Таким образом, для того чтобы процесс образования внешним электромагнитным полем электронно-позитронной пары был возможен, необходимо, чтобы внешнее поле затратило энергию, превосходящую $2mc^2$. Если электрон из верхнего континуума упадет в образовавшуюся дырку, то электрон исчезнет, дырка закроется и получим процесс, представляющий собой аннигиляцию электронно-позитронной пары. При этом выделится энергия, превосходящая $2mc^2$. При аннигиляции позитронов и электронов обычно выделяется энергия в виде фотонов, но электронно-позитронная пара может превратиться и в другие частицы.

Квантовая электродинамика

Выше отмечалось, что сочетание корпускулярных и волновых свойств в одном и том же физическом объекте требует обязательного использования концепции вероятности. Эта внутренняя концепция, присущая всей материи, приводит к замене классической механики квантовой, в которой различным физическим величинам соответствуют не обычные числа, а операторы, удовлетворяющие определенным коммутационным соотношениям. Поэтому возникает вопрос, не должна ли приводить корпускулярная природа света также к фундаментальной замене теорий: классической электродинамики Максвелла квантовой электродинамикой, в которой физическим величинам электромагнитных полей должны отвечать не обычные функции координат и времени, а некоторые операторы, которые принято называть операторами квантованных полей. Квантованные поля должны содержать и корпускулярные, чисто квантовые свойства, и волновые свойства, проявляющиеся в явлениях интерференции и дифракции. Объясним, как вводятся операторы квантованных полей. Заметим, что уже в классической электродинамике электромагнитное поле можно рассматривать как совокупность некоторых вспомогательных гармонических осцилляторов. Однако, переходя к квантовой картине, считаем эти осцилляторы квантовыми осцилляторами, подчиняющимися не классической, а квантовой механике. Таким образом, связываем физическое электромагнитное поле с совокупностью гармонических квантовых осцилляторов. Это и приводит в итоге к тому, что электромагнитное поле станет квантовым оператором, зависящим от координат и вре-

меня, а эта зависимость совпадает с той, которую имеет классическое электромагнитное поле. Математически это просто достичь, если наряду с электрическим $E(r, t)$ и магнитным $H(r, t)$ полями ввести четырехмерный векторный потенциал $A_\mu(r, t)$, объединяющий трехмерный A и скалярный φ потенциалы. Связь электрического и магнитного полей с векторным потенциалом A_μ имеет вид

$$E = -\frac{\partial A}{\partial t} - \text{grad } \varphi, \quad H = \text{rot } A$$

(напомним, что используем единицы измерения, в которых $\hbar = c = 1$). Четырехмерный потенциал A_μ , если его подчинить условию калибровки Лоренца $\partial A_\mu / \partial x_\mu = 0$, в случае свободного электромагнитного поля (в отсутствие токов и зарядов) удовлетворяет уравнению Даламбера

$$\square A_\mu = 0,$$

где $\square = \Delta - \partial^2 / \partial t^2$. Четырехмерный потенциал свободного поля можно разложить на плоские волны e^{ikx} ($kx = \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t$, $\omega = |\mathbf{k}|$). Если поле сосредоточено в объеме V , то это разложение имеет вид

$$A_\mu(x) = \sum_{\mathbf{k}, \lambda} \frac{1}{\sqrt{2\omega V}} e_\mu^\lambda \left(c_{\mathbf{k}\lambda} e^{ikx} + c_{\mathbf{k}\lambda}^+ e^{-ikx} \right),$$

$$\lambda = 1, 2, 3, 4,$$

где $c_{\mathbf{k}\lambda}$ и $c_{\mathbf{k}\lambda}^+$ — амплитуды волн с волновыми четырехмерными векторами k и $-k$ и индексом поляризации λ ; e_μ^λ — единичные 4-векторы поляризации. Данное разложение формально всегда справедливо — как в классической, так и в квантовой электродинамике. Различие между электродинамиками заключается в том, что в классической электродинамике амплитуды $c_{\mathbf{k}\lambda}$ и $c_{\mathbf{k}\lambda}^+$ — обычные числа, в квантовой — некоторые операторы. Для получения правильной корпускулярной картины поля $c_{\mathbf{k}\lambda}$ и $c_{\mathbf{k}\lambda}^+$ следует считать эрмитовски сопряженными друг по отношению к другу операторами, удовлетворяющими перестановочным соотношениям

$$[c_{\mathbf{k}\lambda}, c_{\mathbf{k}'\lambda'}^+] = \delta_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} \delta_{\lambda\lambda'},$$

$$[c_{\mathbf{k}\lambda}, c_{\mathbf{k}'\lambda'}] = [c_{\mathbf{k}\lambda}^+, c_{\mathbf{k}'\lambda'}^+] = 0.$$

В этом случае легко показать, что собственные значения оператора $c_{\mathbf{k}\lambda}^+ c_{\mathbf{k}\lambda}$ равны $n_{\mathbf{k}\lambda}$, где $n_{\mathbf{k}\lambda}$ — целое число. При

этом отличные от нуля матричные элементы операторов имеют вид

$$\left(c_{k\lambda}\right)_{n_{k\lambda}-1, n_{k\lambda}} = \sqrt{n_{k\lambda}}, \quad \left(c_{k\lambda}^+\right)_{n_{k\lambda}+1, n_{k\lambda}} = \sqrt{n_{k\lambda}+1}.$$

Легко выразить энергию электромагнитного поля в объеме через величины $c_{k\lambda}$ и $c_{k\lambda}^+$. Заметим, что энергия электромагнитного поля в объеме V

$$\epsilon = \int \frac{E^2 + H^2}{8\pi} dV,$$

и выразим поля E и H через четырехмерный потенциал A_μ . В результате

$$\epsilon = \sum_{k,\lambda} \hbar \omega \left(c_{k\lambda}^+ c_{k\lambda} + \frac{1}{2} \right) = \sum_{k,\lambda} \hbar \omega \left(n_{k\lambda} + \frac{1}{2} \right),$$

где $n_{k\lambda}$ — число фотонов с волновым вектором k , частотой ω и поляризацией λ . Причем в эту формулу входят только поперечные поляризации $\lambda = 1, 2$ и не входят продольная $\lambda = 3$ и скалярная $\lambda = 4$ поляризации. В отсутствие фотонов, когда $n_{k\lambda} = 0$, энергия поля не равна нулю, а $\epsilon = \sum_{k,\lambda} \hbar \omega / 2$. Эта энергия называется энергией нулевых

колебаний и определяет энергию вакуума электромагнитного поля. Она равна бесконечности так же, как равна бесконечности энергия электронно-позитронного вакуума. К этому вопросу мы еще вернемся.

Поскольку отличны от нуля только матричные элементы $\left(c_{k\lambda}\right)_{n_{k\lambda}-1, n_{k\lambda}}$ и $\left(c_{k\lambda}^+\right)_{n_{k\lambda}+1, n_{k\lambda}}$ операторов $c_{k\lambda}$ и $c_{k\lambda}^+$, то оператор $c_{k\lambda}^+$ можно интерпретировать как оператор рождения фотона, а оператор $c_{k\lambda}$ — как оператор уничтожения фотона (с соответствующими квантовыми числами фотонов):

$$\begin{aligned} c_{k\lambda}^+ \Phi_{n_{k\lambda}} &= \sqrt{n_{k\lambda}+1} \Phi_{n_{k\lambda}+1}, \\ c_{k\lambda} \Phi_{n_{k\lambda}} &= \sqrt{n_{k\lambda}} \Phi_{n_{k\lambda}-1}, \end{aligned}$$

где $\Phi_{n_{k\lambda}}$ — вектор состояния с определенным числом фотонов.

Имея выражения для квантованного четырехмерного потенциала электромагнитного поля, легко получаем уравнение для квантованных электрического и магнитного полей. Эти величины, являясь операторами, удовлетворяют определенным перестановочным соотношениям. Оказывается, что операторы разных компонент полей не ком-

мутируют между собой, а это означает, что различные компоненты полей не могут быть одновременно абсолютно точно измерены, т.е. не могут иметь одновременно определенных значений, а следовательно, не могут одновременно обращаться в нуль. Заметим, что при поле, содержащем определенное количество фотонов, фаза поля является неопределенной, а если фаза поля имеет определенное значение, то неопределенным является количество фотонов поля. Неопределенности фотонов Δn и фазы $\Delta \varphi$ связаны соотношением

$$\Delta n \Delta \varphi \geq 1.$$

Если для двух электромагнитных волн разность фаз имеет определенное значение, то можно задать только общее количество фотонов, связанное с этими волнами. Однако остается совершенно неопределенным распределение фотонов между обеими волнами.

Аналогично можно построить квантовую теорию электронов и позитронов, или теорию квантованного электронно-позитронного поля. Свободное электронно-позитронное поле ψ удовлетворяет уравнению Дирака

$$\left(\gamma_{\mu} \frac{\partial}{\partial x_{\mu}} + m \right) \psi = 0.$$

Функцию ψ считаем теперь некоторым оператором, описывающим как электроны, так и позитроны. Чтобы разъяснить, как это делается, введем наряду с оператором ψ оператор $\bar{\psi} \equiv \psi^{\dagger} \gamma_4$, где ψ^{\dagger} — оператор, эрмитовски сопряженный оператору ψ , и разложим ψ и $\bar{\psi}$ на плоские волны e^{ipx} ($px = \mathbf{p} \cdot \mathbf{x} - Et$), соответствующие различным состояниям свободных электронов и позитронов. Для электронно-позитронного поля, заключенного в объеме V , разложения имеют вид

$$\psi = \sum_{\mathbf{p}, \mu} \frac{1}{\sqrt{2EV}} \left[a_{\mathbf{p}\mu} u^{\mu}(\mathbf{p}) e^{ipx} + b_{\mathbf{p}\mu}^{\dagger} u^{\mu}(-\mathbf{p}) e^{-ipx} \right],$$

$$\bar{\psi} = \sum_{\mathbf{p}, \mu} \frac{1}{\sqrt{2EV}} \left[a_{\mathbf{p}\mu}^{\dagger} \bar{u}^{\mu}(\mathbf{p}) e^{-ipx} + b_{\mathbf{p}\mu} \bar{u}^{\mu}(-\mathbf{p}) e^{ipx} \right],$$

$$\mu = 1, 2,$$

где $a_{\mathbf{p}\mu}$, $b_{\mathbf{p}\mu}$, $a_{\mathbf{p}\mu}^{\dagger}$ и $b_{\mathbf{p}\mu}^{\dagger}$ — амплитуды волн с четырьмя импульсами \mathbf{p} и $-\mathbf{p}$ и индексом поляризации μ ; $u(\mathbf{p})$ и $\bar{u}(\mathbf{p})$ — биспиноры, удовлетворяющие уравнениям

$$(\hat{i}\mathbf{p} + m) u(\mathbf{p}) = 0, \quad u(\mathbf{p}) (\hat{i}\mathbf{p} + m) = 0, \quad \hat{i} \equiv \mathbf{p}_{\mu} \gamma_{\mu}.$$

Величины $a_{\mathbf{p}\mu}$, $b_{\mathbf{p}\mu}$, $a_{\mathbf{p}\mu}^{\dagger}$ и $b_{\mathbf{p}\mu}^{\dagger}$ — некоторые операторы, удовлетворяющие следующим перестановочным соотно-

шениям ($\{A, B\} = AB + BA$, эта величина называется антикоммутирующей):

$$\{a_{p\mu}, a_{p'\mu'}^+\} = \delta_{pp'} \delta_{\mu\mu'}, \{b_{p\mu}, b_{p'\mu'}^+\} = \delta_{pp'} \delta_{\mu\mu'},$$

остальные антикоммутирующие операторы равны нулю. Операторы $a_{p\mu}^+$, $a_{p\mu}$ и $b_{p\mu}^+$, $b_{p\mu}$ являются операторами числа электронов и позитронов с определенными импульсами и поляризациями. Из перестановочных соотношений следует, что собственные значения этих операторов равны нулю и единице. Это соответствует принципу Паули, согласно которому в каждом состоянии с фиксированным импульсом p и поляризацией μ может находиться не более одной частицы. Операторы $a_{p\mu}$ и $a_{p\mu}^+$ ($b_{p\mu}$ и $b_{p\mu}^+$) имеют смысл операторов уничтожения и рождения электронов (позитронов).

До сих пор рассматривались свободные электромагнитное и электронно-позитронное поля. Однако они могут взаимодействовать.

Чтобы построить теорию взаимодействующих полей, будем исходить из того, что источником электромагнитного поля является электронно-позитронный ток. При этом уравнение для четырехмерного вектора свободного электромагнитного потенциала заменяется уравнением

$$\square A_\mu = -4\pi j_\mu,$$

где j_μ — четырехмерная плотность электромагнитного тока, связанная с функциями ψ и $\bar{\psi}$ соотношением

$$j_\mu = e(\bar{\psi} \gamma_\mu \psi)$$

(e — заряд электрона).

Таким образом, теперь это уравнение связывает электромагнитное поле с полем электронно-позитронным.

В то же время электроны и позитроны испытывают действие электромагнитного поля и уравнения Дирака для величин ψ и $\bar{\psi}$ имеют вид

$$\left[\gamma_\mu \left(\frac{\partial}{\partial x_\mu} - ie A_\mu \right) + m \right] \psi = 0,$$

$$\bar{\psi} \left[-\gamma_\mu \left(\frac{\partial}{\partial x_\mu} + ie A_\mu \right) + m \right] = 0.$$

В эти уравнения входит четырехмерный потенциал A_μ .

Теперь рассмотрим совместно эти уравнения и уравнение для четырехмерного потенциала при наличии тока. Согласно квантовой теории $A_\mu \psi$ и $\bar{\psi}$ — операторы. Следовательно, приходим к системе связанных дифференциальных уравнений для операторов квантованных электромагнитного и электронно-позитронного полей. Эти уравнения содержат

жат всю динамику взаимодействия между полями. Решение данной системы в общем виде невозможно, но может быть развита приближенная теория их решения, основанная на малости величины $e^2 \equiv e^2/\hbar c \approx 1/137$. Малость данной величины позволяет развить теорию возмущений, описывающую огромное количество процессов взаимодействия электромагнитного и электронно-позитронного полей.

Диаграммная техника

По смыслу операторы должны действовать на некоторые волновые функции, или векторы состояний системы. В случае взаимодействующих полей считаем, что электромагнитное и электронно-позитронное поля представляют собой некоторую сложную квантовомеханическую систему, которая описывается вектором состояния Φ , зависящим от чисел фотонов и электронов в различных индивидуальных состояниях, т.е. состояниях с разными энергиями, импульсами и поляризациями. Данные числа называются числами заполнения. Операторы квантованных полей A_μ , ψ и $\bar{\psi}$, входящие в систему связанных уравнений, действуют на векторы состояния Φ . Эти векторы не зависят от времени, поэтому вся динамика взаимодействия определяется зависимостью от времени операторов A_μ , ψ и $\bar{\psi}$. Такое рассмотрение динамики полей соответствует гейзенберговской картине квантовой механики, в которой операторы, соответствующие различным физическим величинам, зависят от времени, волновая же функция от времени не зависит. Однако в квантовой электродинамике предпочтительнее пользоваться другой картиной, близкой к шредингеровскому представлению квантовой механики. Согласно этому представлению операторы различных физических величин не изменяются с течением времени, волновая же функция зависит от времени и удовлетворяет уравнению Шредингера. Изменение волновой функции со временем определяется гамильтонианом системы. В квантовой электродинамике используется представление, промежуточное между представлениями Гейзенберга и Шредингера. Операторы полей берутся в нем в виде, соответствующем свободным полям, т.е. в виде разложения на плоские волны. Вектор состояния полей представляет собой некоторую функцию времени и, конечно, чисел заполнения. Он удовлетворяет уравнению Шредингера

$$i \frac{\partial \Phi}{\partial t} = \mathcal{H} \Phi,$$

где \mathcal{H} — гамильтониан взаимодействия, который выражается через операторы квантованных полей следующей формулой:

$$\mathcal{H} = - \int (A_j)^2 d^3 r.$$

Сформулируем основную задачу квантовой электродинамики. Задано состояние полей в начальный момент времени $t = -\infty$, описываемое вектором состояния $\Phi(-\infty)$. Требуется определить состояние полей в конечный момент времени $t = +\infty$, описываемое вектором состояния $\Phi(+\infty)$. Из уравнения Шредингера для вектора состояния полей следует, что векторы состояний $\Phi(+\infty)$ и $\Phi(-\infty)$ связаны соотношением

$$\Phi(+\infty) = S \Phi(-\infty),$$

где S — некоторый оператор, называемый матрицей рассеяния. Он определяется по формуле

$$S = T \left(e^{i \int (\mathcal{H}_I) d^4 x} \right),$$

где T — оператор временного упорядочения. Смысл этого оператора заключается в следующем: если возникает произведение операторов X_1, X_2, X_3, \dots , относящихся к различным моментам времени t_1, t_2, t_3, \dots , то в T -произведении этих операторов $T(X_1, X_2, X_3, \dots)$ операторы должны быть расположены (считая справа налево) в порядке возрастания времени. Если Φ_i и Φ_f — векторы состояний, относящихся к начальному и конечному состояниям полей, то $\Phi_f = S_{if} \Phi_i$, где S_{if} — элемент матрицы рассеяния, связывающий начальное и конечное состояния полей. Нахождение элементов матрицы рассеяния и представляет собой основную задачу квантовой электродинамики, которая может быть решена только в рамках теории возмущений. Показатель экспоненты в S -матрице пропорционален заряду электрона, входящему в оператор тока. В безразмерных единицах заряд электрона представляет собой малую величину — $|e| \approx 1/\sqrt{137}$. Эта величина характеризует интенсивность взаимодействия электромагнитного и электронно-позитронного полей. Поскольку она мала, то матрицу рассеяния можно разложить в ряд по степеням e

$$S = \sum_{n=0}^{\infty} S^{(n)},$$

где $S^{(n)}$ — матрица рассеяния n -го порядка, пропорциональная e^n . Она описывает все квантово-электродинамические

эффекты n -го порядка. Некоторые из них далее рассматриваются подробно. Элементы матрицы рассеяния S допускают графическое изображение, которое основывается на следующем. В экспоненту S -матрицы входят величины $eA_\mu \bar{\psi} \gamma_\mu \psi$. Условимся, что оператору A_μ соответствует штриховая линия (без стрелок), исходящая из точки x ; операторам ψ и $\bar{\psi}$ — сплошные линии со стрелками, входящие в точку x и исходящие из точки x . Наконец, самой точке x сопоставим матрицу $e\gamma_\mu$. Тогда оператору $eA_\mu \bar{\psi} \gamma_\mu \psi$ соответствует диаграмма, приведенная на рис. 10, которая служит для описания рассеяния электрона или позитрона во внешнем электромагнитном поле A_μ , для описания излучения или поглощения фотона электроном (позитроном), а также для описания процесса образования или аннигиляции электронно-позитронной пары. Данная диаграмма соответствует матрице рассеяния $S^{(1)}$. Матрицы рассеяния более высоких порядков также можно изобразить графически в виде диаграмм, содержащих различные комбинации соединяющихся между собой трехлучевых диаграмм. Диаграмма $S^{(n)}$ содержит n точек x_1, x_2, \dots, x_n , и в каждой из них должны соединяться одна фотонная и две электронные линии. На рис. 11 представлены возможные диаграммы второго порядка. Диаграмм третьего и последующих порядков намного больше.

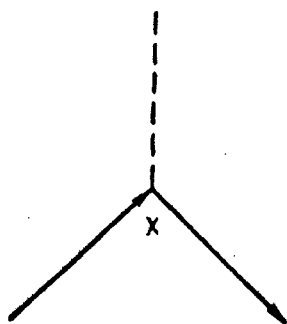


Рис. 10

Для нахождения конкретного математического выражения матричного элемента, соответствующего какой-либо из диаграмм, существуют определенные правила, правила Фейнмана. Напомним, что сплошная линия на диаграммах описывает электроны и позитроны, а штриховая — фотоны и внешнее электромагнитное поле. Эти линии двух видов. У одних один конец является вершиной диаграммы, у других оба конца являются вершинами. Согласно правилам Фейнмана линии первого вида описывают состояния свободных частиц, поэтому им должны отвечать биспиноры $u(p)$ и $u(-p)$ в случае электронных линий и векторы поляризации e_μ или компоненты Фурье внешнего поля $A_\mu(q)$ в случае фотонных линий. Линии, оба конца которых совпадают с вершинами диаграмм,

Линии, оба конца которых совпадают с вершинами диаграмм,

раммы, описывают так называемые виртуальные состояния частиц. Согласно правилам Фейнмана им соответствуют так называемые пропагаторы.

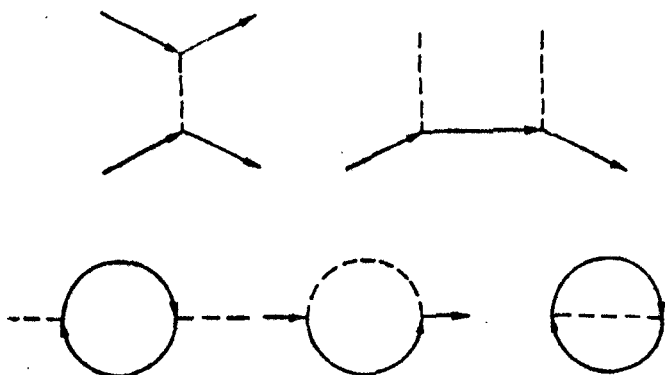


Рис. 11

Электронный пропагатор определяется по формуле

$$\frac{i \not{p} + m}{p^2 + m^2},$$

фотонный пропагатор — по формуле

$$\frac{1}{k^2}.$$

Вершинам диаграмм отвечают матрицы $e \gamma_\mu$. Все эти величины должны располагаться в определенном порядке. И таким образом может быть найден матричный элемент $S_{if}^{(n)}$. Квадрат модуля $|S_{if}^{(n)}|^2$ определяет вероятность квантово-электродинамического процесса, соответствующего переходу системы из состояния i в состояние f . Разделив вероятность процесса на плотность потока падающих частиц, определим так называемое сечение соответствующего процесса.

Приведем два примера, которым соответствует правая верхняя диаграмма на рис. 11. Сечение рассеяния фотона покоящимся электроном (эффект Комптона) определяется по формуле

$$d\sigma = \frac{1}{2} r_0^2 \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} \right)^2 \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} + \frac{\omega_1}{\omega_2} - \sin^2 \theta \right) d\Omega_2,$$

где $r_0 = e^2/m$ — классический радиус электрона, равный $2,8 \cdot 10^{-13}$ см; ω_1 и ω_2 — частоты рассеивающегося и рас-

сеянного фотонов соответственно; θ — угол рассеяния фотона; $d\Omega_2$ — элемент телесного угла, в который попадает рассеянный фотон.

Полное сечение аннигиляции электронно-позитронной пары в два фотона имеет вид

$$\sigma = \pi r_0^2 \frac{m^2}{4 v^2 \epsilon^2} \left[\frac{3 - v^2}{v} \ln \frac{1+v}{1-v} + 2(v^2 - 2) \right],$$

где ϵ и v — энергия и скорость аннигилирующих частиц в системе их центра инерции.

Перенормировка массы и заряда электрона

В основные уравнения квантовой электродинамики (уравнения для оператора четырехмерного вектора электромагнитного поля A_μ и уравнения для оператора электронно-позитронного поля ψ) входят две константы: m и e , которые интерпретированы как масса и заряд электрона. При этом предполагалось, что они совпадают с массой и зарядом свободного электрона, изолированного от всех внешних полей и не взаимодействующего с ними. Между тем эту интерпретацию следует изменить при переходе от гипотетического изолированного от всего мира электрона, или «голового» электрона, к реальному электрону, взаимодействующему с физическими полями. При этом следует иметь в виду, что даже в отсутствие реальных частиц (фотонов и электронов) необходимо приписывать полю физический смысл, так как тогда оно находится в состоянии так называемого вакуума, который является физической реальностью и может проявляться в целом ряде квантово-электродинамических эффектов. Благодаря взаимодействию с вакуумом и изменяются масса и заряд электрона по сравнению со значениями этих величин для гипотетического «голового» заряда, не взаимодействующего с реальными полями. Действительно, вакуум электромагнитного поля характеризуется определенными колебаниями, называемыми нулевыми. Электрон взаимодействует с этими колебаниями, благодаря чему изменяется его энергия, т.е. его масса. Простейшая диаграмма второго порядка, описывающая этот эффект, приведена на рис. 12. Формальное применение правил Фейнмана приводит к следующему выражению для добавки к массе голого электрона m_0 , обусловленной взаимодействием электрона с нулевыми колебаниями электромагнитного поля:

$$\delta m = \frac{3\alpha}{4\pi} m_0 \ln \frac{L^2}{m_0^2},$$

где $\alpha = e^2/\hbar c \approx 1/137$; L — максимальное значение импульса нулевых колебаний, или виртуальных фотонов. Формально, казалось бы, следует считать $L = \infty$. Однако в этом случае для величины δm , которая часто называется электромагнитной массой электрона, получили бы бесконечно большое значение, характерное для квантовой электродинамики. Дело в том, что учет взаимодействия реальных частиц с физическим вакуумом приводит к бесконечным выражениям. Это имеет место во всех высших приближениях теории возмущений. Поэтому вначале считалось, что только пер-



Рис. 12

вое исчезающее приближение теории возмущений в квантовой электродинамике имеет физический смысл. Высшие же приближения, содержащие расходящиеся интегралы, не имеют никакого смысла. Однако более глубокий анализ приводит к выводу, что высшие приближения теории возмущений также имеют смысл.

При этом надо лишь уметь правильно анализировать и интерпретировать встречающиеся бесконечности. Постараемся выяснить отличия заряда реального электрона e и гипотетического голого электрона e_0 . Наряду с нулевыми колебаниями электромагнитного поля должен рассматриваться вакуум электронно-позитронного поля, содержащий виртуальные электронно-позитронные пары. Посмотрим, как взаимодействует голый электрон с виртуальными электронно-позитронными парами. Ясно, что он вызывает поляризацию электронно-позитронного вакуума. В результате к электрону притягиваются виртуальные позитроны и отталкиваются виртуальные электроны пар. Это значит, что вдали от голого электрона электрон воспринимается так, как если бы его заряд уменьшился. Это явление представляет собой экранировку заряда, вызываемую электронно-позитронным вакуумом, и описывается следующей диаграммой Фейнмана (рис. 13). Квантово-электродинамические расчеты приводят к следующему выражению для реального, т.е. эффективного, заряда электрона:

$$e^2 = e_0^2 / \left(1 + \frac{e_0^2}{12\pi^2} \ln \frac{L^2}{m^2} \right),$$

где L — максимальный импульс виртуальных электронов и позитронов. Эта формула показывает, что e^2 меньше, чем e_0^2 (эффект экранировки). Однако если формально считаем

L^2 очень большим, то для e^2 получим значение, не зависящее от начального затравочного заряда:

$$e^2 = \frac{12\pi^2}{\ln L^2 / m^2}.$$

Если положить $L = \infty$, то для эффективного заряда электрона получим значение, равное нулю. Этот ре-

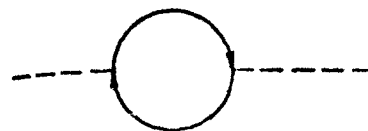


Рис. 13

зультат Л.Д.Ландау, И.Я.Померанчука и Е.С.Фрадкина, часто называемый московским нулем, означает, что поляризация вакуума столь велика, что вызываемая ею экранировка электрического заряда является стопроцентной. Он не имеет, конечно, реального физического смысла, ибо наблюдаемые заряды элементарных частиц отличны от нуля. Ситуация заключается в том, что при незначительных расстояниях, соответствующих большим импульсам L , электромагнитное взаимодействие в чистом виде не существует, так как объединяется с другими фундаментальными взаимодействиями, а при этом заряд не обращается в нуль. К этому мы еще вернемся, пока же отметим только то, что e должно отличаться от e_0 , $e = e_0 + \delta e$.

Таким образом, формально для изменения массы электрона δm и заряда электрона δe получены бесконечные выражения, расходящиеся при $L \rightarrow \infty$. Замечательным свойством квантовой электродинамики является то, что все встречающиеся в ней расходящиеся величины в высших приближениях теории возмущений сводятся по существу к двум раскодимостям типа δm и δe , причем во все наблюдаемые величины δm и δe входят в виде комбинаций $m_0 + \delta m$ и $e_0 + \delta e$. Поэтому возможен следующий подход в интерпретации результатов, даваемых квантовой электродинамикой. В настоящее время все равно не известно, что представляют собой величины m_0 и e_0 . В различные же формулы входят всегда не сами эти величины, а величины $m = m_0 + \delta m$ и $e = e_0 + \delta e$, которые представляют собой

массу и заряд реального электрона. Поэтому можно не обращать внимания на те бесконечности, содержащиеся в величинах δm и δe , а иметь дело только с физически наблюдаемыми значениями величин массы m и заряда e электрона. Эта идея перехода от массы и заряда голого электрона к массе и заряду реального электрона носит название перенормировки массы и заряда электрона.

В заключение приведем два важных физических результата, связанных с перенормировкой массы и заряда электрона. Первый относится к изменению уровней энергии атома водорода, обусловленному нулевыми колебаниями вакуума. Как известно, в боровском атоме водорода уровни энергии электрона $2s$ и $2p$ вырождены. Это вырождение остается в нерелятивистской квантовой механике. При переходе от уравнения Шредингера к релятивистскому уравнению Дирака остается вырождение между $2s_{1/2}$ - и $2p_{1/2}$ -состояниями электрона. За счет релятивистского спин-орбитального взаимодействия отщепляется и уходит вверх $2p_{3/2}$ -уровень. Нулевые колебания вакуума более энергично воздействуют на $2s_{1/2}$ -уровень, чем на $2p_{1/2}$. Поэтому возникает дополнительное расщепление уровней, равное $\Delta E = \hbar \Delta \omega$, где $\Delta \omega = 1057,9$ МГц. Это смещение уровней носит название лэмбовского сдвига.

В качестве второго важного физического результата укажем на возникновение у электрона добавочного аномального магнитного момента,

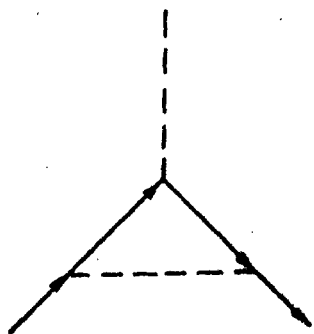


Рис. 14

обусловленного взаимодействием электрона с нулевыми колебаниями вакуума. В втором порядке теории возмущений аномальный магнитный момент связан со следующей диаграммой третьего порядка (рис. 14). В этом приближении аномальный магнитный момент имеет вид

$$\Delta \mu = \mu_B \frac{\alpha}{2\pi},$$

где $\mu_B = e\hbar/2mc$ — магнетон Бора; $\alpha = e^2/\hbar c$ — постоянная тонкой структуры, равная примерно $1/137$. Магнитный момент электрона определяется на опыте с очень большой точностью:

$$\mu = (1,001159652193 + 0,000000000010) \mu_B.$$

В ходе квантово-электродинамических расчетов аномального магнитного момента электрона в более высоких порядках теории возмущений по степеням α установлено, что теория блестяще согласуется с опытом.

Элементарные частицы и фундаментальные взаимодействия

В квантовой электродинамике в различных электродинамических процессах и электрон и фотон всегда выступают как нечто целое. Они рождаются и уничтожаются целиком, поэтому и называются элементарными частицами. Однако существуют и другие элементарные частицы. В настоящее время известно более 400 различных элементарных частиц, их количество значительно превосходит количество элементов в Периодической системе элементов Менделеева. Заметим, что понятие элементарности претерпело в физике изменения. Когда-то неделимым, элементарным считался атом. Однако в дальнейшем выяснилось, что каждый атом состоит из ядра и электронов, движущихся около ядра. При этом все электроны, или электроны всех атомов, одинаковы и неразличимы, ядра же различных элементов различны. Затем установили, что все ядра состоят из двух сортов частиц — протонов и нейтронов. Все протоны одинаковы и тождественны так же, как одинаковы и тождественны все нейтроны. Долгое время считалось, что протоны и нейтроны являются элементарными частицами такого же типа, как электрон. Этот вывод исходил из того, что никогда не наблюдалась половина протона или одна треть нейтрона. Но в дальнейшем обнаружилось, что и протон и нейтрон в отличие от электрона обладают внутренней пространственной структурой. Если бы можно было выделить внутренние структурные элементы протона и нейтрона, то мы бы сказали, что протон и нейтрон не являются элементарными частицами. Однако ситуация оказалась более сложной. Внутренние элементы выделить не удастся. Но для того, чтобы все свойства протонов и нейтронов, связанные с их внутренней структурой, можно было описать, вынуждены были считать, что и протоны и нейтроны состоят из некоторых субчастиц, которые носят название кварков. Пока речь идет о протонах и нейтронах, в теории достаточно иметь два типа кварков u и d . При этом заряд u кварка равен $\frac{2}{3}e$, а заряд d кварка — $-\frac{1}{3}e$, где e — заряд протона. Полагаем, что протон состоит из двух u кварков и одного d

кварка, а нейтрон — из одного u кварка и двух d кварков. Однако, несмотря на такую кварковую структуру протона и нейтрона, протон и нейтрон являются элементарными частицами, так как свободные кварки не наблюдаются. Чтобы описать свойства всего многообразия элементарных частиц, достаточно полагать, что существует всего шесть сортов кварков u, d, s, c, b, t и шесть сортов соответствующих им антикварков $\bar{u}, \bar{d}, \bar{s}, \bar{c}, \bar{b}, \bar{t}$ (антикварк связан с кварком так же, как позитрон связан с электроном). Различные комбинации разных кварков и антикварков позволяют сконструировать огромное многообразие элементарных частиц. Частицы, имеющие кварковую структуру, называются адронами. Адроны делятся на два класса: барионы и мезоны. Барионы состоят из трех кварков $B = qqq$, а мезоны — из кварка и антикварка: $M = q\bar{q}$. Кроме адронов, имеющих кварковую структуру, существуют элементарные частицы, не имеющие кварковой структуры: лептоны, фотон и промежуточные векторные бозоны W^\pm, Z^0 . К лептонам относятся заряженные лептоны обоих знаков заряда (электрон, мюон, τ -лептон) и три типа нейтральных лептонов (нейтрино электронное, мюонное и τ -лептонное, а также соответствующие им антинейтрино).

Элементарные частицы по-разному взаимодействуют между собой. Существует всего три типа фундаментальных взаимодействий между элементарными частицами: сильное, электромагнитное и слабое. Кроме них в природе имеется еще четвертое взаимодействие — гравитационное. Взаимодействия отличаются интенсивностью, радиусом действия и внутренними симметриями.

Если интенсивность сильного взаимодействия принять за единицу, то интенсивность электромагнитного будет порядка 10^{-2} , слабого — порядка 10^{-10} . Значительно меньше интенсивность гравитационного взаимодействия. Например, сила гравитационного взаимодействия между двумя электронами меньше по сравнению с интенсивностью электромагнитного взаимодействия в 10^{44} раз. Помимо интенсивности фундаментальные взаимодействия различаются радиусами их действия и присущими им внутренними симметриями.

Самым интенсивным является сильное взаимодействие. Оно лежит в основе ядерных сил, действующих между протонами и нейтронами, входящими в состав атомных ядер. Кроме того, ему подвержены и все адроны, т.е. все частицы, имеющие кварковую внутреннюю структуру. Адроны испытывают сильное взаимодействие только в том случае, если расстояние между ними очень мало — меньше или

порядка 10^{-13} см. На больших расстояниях сильное взаимодействие не проявляется, поэтому значение 10^{-13} см определяет порядок радиуса действия сильного взаимодействия. То, что все адроны состоят из кварков, указывает на то, что в основе сильного взаимодействия лежит взаимодействие между кварками. Кварки взаимодействуют между собой путем обмена особой частицей, называемой глюоном. Один кварк излучает глюон, а другой поглощает его, благодаря чему происходит взаимодействие между кварками. Внутренняя симметрия сильного взаимодействия определяется симметрией кварковой структуры адронов. Так, процессы с участием легких адронов, в состав которых входят u и d кварки, симметричны (инвариантны) относительно замены кварков u на кварки d , и наоборот. Это приводит к симметрии сильного взаимодействия при замене протона нейтроном.

Группа адронов объединяет подавляющее количество элементарных частиц. Для сильного взаимодействия не важно, имеет адрон электрический заряд или нет. Электрический заряд определяет следующее по интенсивности за сильным электромагнитное взаимодействие. Ему подвержены все заряженные частицы и фотон, который не имеет электрического заряда. Кроме того, электромагнитное взаимодействие существует и между нейтральными частицами, обладающими магнитными моментами, например между нейтронами. Электрический заряд всех элементарных частиц кратен заряду протона. Электрический же заряд гипотетических кварков составляет $+2/3$ для положительно заряженных кварков u , c , t и $-1/3$ для отрицательно заряженных кварков d , s , b в единицах заряда протона.

Хотя электромагнитное взаимодействие играет определенную роль в строении ядер, главной его сферой являются атомы и молекулы, структура которых полностью определяется им. Структура твердых тел также определяется электромагнитным взаимодействием. Все химические превращения веществ обусловлены в конечном счете электромагнитным взаимодействием. Радиус действия электромагнитного взаимодействия равен бесконечности (не ограничен). Электромагнитное взаимодействие не изменяется при замене знака зарядов всех взаимодействующих частиц.

В основе электромагнитного взаимодействия заряженных частиц лежит обмен фотонами, квантами электромагнитного поля. Одна из заряженных частиц испускает фотон, а другая его поглощает.

Все элементарные частицы (адроны, лептоны), за исключением фотона, подвержены слабому взаимодействию. Как отмечалось выше, его интенсивность порядка 10^{-16} по сравнению с интенсивностью сильного взаимодействия, радиус его действия значительно меньше радиуса сильного взаимодействия и составляет примерно 10^{-15} см. Слабое взаимодействие проявляется в распадах ряда элементарных частиц, являющихся нестабильными. Например, нестабилен свободный нейтрон, который за счет слабого взаимодействия распадается за время порядка 15 мин на протон, электрон и электронное антинейтрино. Аналогично за счет слабого взаимодействия распадается свободный K -мезон на π мезон, μ мезон и мюонное нейтрино (антинейтрино). Слабое взаимодействие ответственно за β -распад ядер. Оно обуславливает также рассеяние нейтрино различными элементарными частицами. Многие ядерные превращения, происходящие на Солнце, также обусловлены слабым взаимодействием.

Слабое взаимодействие, как сильное и электромагнитное, имеет обменный характер. Одна из частиц испускает промежуточный векторный бозоны W^\pm или Z^0 , а другая — его поглощает. Эти бозоны в отличие от безмассового фотона и безмассовых глюонов, обуславливающих взаимодействие кварков, являются очень массивными (их масса порядка 100 ГэВ), чем объясняется очень малый радиус слабых сил: радиус взаимодействия всегда обратно пропорционален массе промежуточных (обменных) частиц: $r \approx \hbar / Mc$.

Наименее интенсивно гравитационное взаимодействие, зато ему подвержена вся материя в целом. В этом состоит закон всемирного тяготения. Радиус его действия бесконечен. Гравитационное взаимодействие проявляется главным образом между макроскопическими телами. Оно определяет движение планет и звезд. Структура Вселенной в целом определяется этим взаимодействием. Гравитационное взаимодействие элементарных частиц не наблюдается ввиду малости масс элементарных частиц.

Для сравнения интенсивности взаимодействий элементарных частиц положим, что два протона находятся на расстоянии $\hbar / m_p c$, где m_p — масса протона. Тогда энергия их гравитационного взаимодействия порядка $10^{-38} m_p c^2$, энергия слабого взаимодействия порядка $10^{-5} m_p c^2$, энергия электромагнитного взаимодействия порядка $10^{-2} m_p c^2$, энергия сильного взаимодействия порядка $m_p c^2$.

Цветные кварки и глюоны

Для объяснения полуцелого спина барионов и целого спина мезонов предполагаем, что спин каждого кварка равен $1/2$. Барионы, состоящие из трех кварков в основном состоянии, могут иметь спин $1/2$ или $3/2$. Существуют барионы, состоящие из трех одинаковых кварков, например $\Delta^{++} (u u u)$ и $\Omega^{-} (s s s)$, причем их спин равен $3/2$. Поскольку речь идет об основном состоянии, в котором каждый из кварков обладает орбитальным моментом, равным нулю, возникает противоречие с принципом Паули, согласно которому все три кварка, являющиеся фермионами, не могут находиться в одном и том же состоянии и должны отличаться друг от друга. Таким образом, приходим к заключению, что кварк помимо спина должен обладать еще какой-то внутренней степенью свободы, или, как ее называют, цветом.

Чтобы устранить противоречие с принципом Паули, достаточно считать, что каждый кварк может находиться в одном из трех (помимо спина) цветовых состояний: красном, зеленом и синем. В барионах Δ^{++} и Ω^{-} все кварки находятся в разных цветовых состояниях. При этом устраняется противоречие с принципом Паули. Цвета кварков в барионах и мезонах комбинируются таким способом, что адроны в целом являются бесцветными (белыми) объектами (аналогично электрически нейтральным атомам, в состав которых входят положительно заряженные протоны и отрицательно заряженные электроны).

Возникает вопрос, каким образом кварки взаимодействуют между собой. Предполагается, что это происходит путем обмена глюонами. В этом отношении взаимодействие между кварками в адроне аналогично взаимодействию электронов и позитронов. Оно осуществляется путем обмена фотонами: один из взаимодействующих электронов излучает фотон, а другой — поглощает его. Фотоны являются квантами электромагнитного поля, а глюоны — квантами сильного поля, и именно обмен этими квантами приводит к взаимодействию кварков друг с другом. Это отражено и в самом названии «глюон», происходящем от английского слова *glue* — «клей»: глюоны как бы склеивают кварки. Фотоны связаны с электрическим зарядом, а глюоны — с некоторой характеристикой кварка, которую можно назвать цветовым зарядом. В результате цвет, который вначале был введен для устранения противоречия с принципом

Паули, приобретает фундаментальное значение с точки зрения динамики кварков.

Наглядно взаимодействие кварков и глюонов можно описать, если ввести в рассмотрение три цветовых заряда: $G - B$ — зеленый минус синий, $R - G$ — красный минус зеленый и $B - R$ — синий минус красный. Величина каждого может принимать три значения: $1/2, -1/2, 0$. Определенный кварковый цвет несет свою комбинацию зарядов, например, для красного кварка цветовые заряды равны: $R - G = 1/2, G - B = 0, B - R = -1/2$. Сумма всех зарядов для каждого кварка равна нулю. Цветовые заряды антикварков противоположны по знаку цветовым зарядам кварков.

Т а б л и ц а 3. Цветные глюоны

Функция	q_r	q_g	q_b
q_r	$G_1 + G_2$	G_{R-G}	G_{R-B}
q_g	G_{G-R}	$G_1 + G_2$	G_{G-B}
q_b	G_{B-R}	G_{B-G}	$G_1 + G_2$

Связь между кварками с помощью глюонов G можно представить в виде 3×3 матрицы (табл. 3), элементы которой обозначают глюоны. Каждый кварк в левом столбце может преобразоваться в любой кварк в верхнем ряду, испустив соответствующий глюон. Глюоны, связывающие кварки разных цветов, обозначены через G_{R-G}, G_{R-B}, \dots , где нижние индексы обозначают цвета связываемых кварков. Таких глюонов, очевидно, должно быть шесть. В каждом процессе взаимодействия выполняется закон сохранения цветового заряда (каждого сорта). Например, красный кварк с зарядом $R - G = 1/2$ испускает глюон с зарядом $R - G = 1$ и превращается в зеленый кварк с зарядом $R - G = -1/2$. Бесцветные глюоны служат для обеспечения взаимодействия кварков одинакового цвета. Казалось бы, их необходимо три — красный — красный, зеленый — зеленый и синий — синий), но в действительности достаточно только двух (G_1 и G_2), так что всего глюонов восемь.

Поскольку масса глюонов равна нулю, то радиус взаимодействия кварков, обусловленного обменом глюонами, равен бесконечности, но размеры кварковых систем очень малы (порядка 10^{-13} см). Как это происходит, пока неизвестно (проблема конфайнмента).

Квантовые числа и классификация адронов

Как известно из механики, свойствами симметрии пространства — времени обусловлены механические законы сохранения: энергии, импульса, момента импульса. Фундаментальные взаимодействия также обладают внутренними симметриями, которые приводят к определенным законам сохранения.

Все фундаментальные взаимодействия характеризуются некоторыми функциями от взаимодействующих полей — лагранжианами. Прежде всего лагранжианы всех фундаментальных взаимодействий остаются инвариантными при умножении волновых функций полей на фазовый множитель $e^{i\alpha}$, где α — вещественная постоянная. Это приводит к закону сохранения барионного заряда. Барионный заряд $B = +1$ для протона и всех других барионов и $B = -1$ для антипротона, антинейтрона и всех других антибарионов. Наконец, $B = 0$ для всех мезонов и всех лептонов. Имеет место закон сохранения барионного заряда. Это значит, что барионный заряд представляет собой аддитивное квантовое число, которое для любой системы элементарных частиц равно сумме барионных зарядов входящих в нее частиц, и сумма остается неизменной при всех процессах, обусловленных фундаментальными взаимодействиями.

Поскольку в состав барионов входит три кварка, естественно считать, что барионный заряд кварка равен $+1/3$, а барионный заряд антикварка — $-1/3$. При этом барионный заряд мезонов, состоящих из кварков и антикварков, равен нулю.

Аналогично вводятся лептонные заряды. Электронный лептонный заряд электрона и электронного нейтрино $L_e = +1$, а позитрона и электронного антинейтрино $L_e = -1$ и $L_e = 0$ для всех остальных лептонов, адронов и кварков. Подобно L_e вводятся мюонный лептонный заряд L_μ и τ лептонный заряд L_τ . Лептонный заряд каждого сорта является аддитивным квантовым числом и сохраняется во всех фундаментальных взаимодействиях.

Дальнейшие законы сохранения и связанные с ними квантовые числа возникают при учете внутренней структуры адронов. Исходим сначала из идеализированной картины, в которой кварки имеют одинаковую массу (либо вообще ее не имеют). Тогда возникает так называемая унитарная симметрия, связанная с заменой кварка одного сорта кварком другого сорта. Если кварков два, то соответствующая симметрия описывается так называемой группой $SU(2)$.

При наличии кварков трех сортов соответствующая симметрия описывается группой $SU(3)$. В общем случае группы $SU(n)$ речь идет о совокупности линейных преобразований $q'_i = U_{ij} q_j$, оставляющих инвариантной квадратичную форму $q_1^* q_1 + q_2^* q_2 + \dots + q_n^* q_n$, где q_i — комплексные числа. Это означает, что матрица преобразований должна быть унитарной, т.е. $U^\dagger = U^{-1}$. Кроме того, требуется, чтобы определитель матрицы U равнялся единице.

Примером унитарной симметрии $SU(2)$ является симметрия между протоном и нейтроном в ядерной физике. Если бы протон и нейтрон имели одинаковую массу, то в пренебрежении электромагнитным и слабым взаимодействиями, т.е. с точки зрения только сильного взаимодействия, обе частицы были бы эквивалентны и заряд протона служил бы лишь для его маркировки.

Однако дело не ограничивается возможностью (с точки зрения сильного взаимодействия) замен $p \rightarrow n$, $n \rightarrow p$. Квантовая механика идет дальше. Она разрешает вводить определенные суперпозиции протонного и нейтронного состояний и рассматривать их вместо чисто протонного и чисто нейтронного состояний. Для динамики сильного взаимодействия безразлично, имеем ли мы дело с чисто протонным и чисто нейтронным состояниями или с их суперпозициями.

В этом случае ситуация аналогична возникающей в случае, когда электрон может находиться в двух состояниях с разными проекциями обычного спина. Подобно этому можно объединить идеализированные протон и нейтрон (в том смысле, что их массы одинаковы) в единую частицу — нуклон — и говорить, что нуклон может находиться в двух состояниях (они называются изотопическими), которые отличаются значением заряда частицы. По аналогии с электроном нуклон обладает $I = 1/2$, так что двум его состояниям с различными проекциями изотопического спина I_3 соответствуют протонное и нейтронное состояния нуклона. Проекция изотопического спина при этом понимается не в обычном пространстве, а в некотором обобщенном, так называемом изотопическом, пространстве. Обычно считают, что протон и нейтрон обладают соответственно проекциями изотопического спина $I_3 = +1/2$, $I_3 = -1/2$. Связь между зарядом частицы и проекцией ее изотопического спина определяется по формуле

$$Q = I_3 + \frac{B}{2},$$

где Q — заряд частицы (в единицах заряда протона); B — барионное число.

Протон и нейтрон образуют изотопический дублет. Другие адроны, в состав которых входят нейтронные и протонные (d и u) кварки и антикварки, также могут объединяться в определенные группы, изотопические мультиплеты, линейные преобразования компонентов которых оставляют инвариантным лагранжиан сильного взаимодействия. Примерами могут служить изотопические триплеты π мезонов (π^+ , π^0 , π^-) и ρ мезонов (ρ^+ , ρ^0 , ρ^-), изотопический квартет Δ изобары (Δ^{++} , Δ^+ , Δ^0 , Δ^-) и многие другие мультиплеты. В триплетном состоянии изотопический спин равен 1, а трем его проекциям ($I_3 = +1$, $I_3 = 0$, $I_3 = -1$) соответствуют положительно заряженная частица, нейтральная и отрицательно заряженная частица. В случае изотопического квартета $I = 3/2$, а состояния Δ^{++} , Δ^+ , Δ^0 и Δ^- соответствуют следующим проекциям I_3 : $3/2$, $1/2$, $-1/2$ и $-3/2$.

Массы частиц внутри одного изотопического мультиплета почти одинаковы. С точки зрения сильного взаимодействия они являются эквивалентными, так что можно менять между собой, скажем, π мезоны с различными зарядами или Δ изобары с разными зарядами (точно так же, как протон и нейтрон), и при этом ничего не изменится.

Изотопическая инвариантность приводит к новому закону сохранения — сохранению вектора изотопического спина, который справедлив для реакций с участием любых адронов. Необходимо, чтобы реакция происходила под влиянием только сильного взаимодействия. Сформулируем этот закон.

Изотопическим спином I называется максимальное значение проекции изотопического спина I_3 в изотопическом мультиплете.

Таким образом, количество частиц в мультиплете равно $2I + 1$. При столкновении двух частиц a и b с изотопическими спинами I_a и I_b их суммарный изотопический спин I' определяется квантовомеханическим законом сложения моментов. Пусть в результате столкновения образовались две частицы a' и b' и их суммарный изотопический спин равен I'' . Тогда закон сохранения изотопического спина выражается так:

$$I_{a3} + I_{b3} = I_{a'3} + I_{b'3} ,$$

а $I = I'$ принимают любые целые или полуцелые значения, ограниченные неравенствами

$$\begin{aligned} |I_a - I_b| &\leq I' \leq I_a + I_b, \\ |I_a' - I_b'| &\leq I' \leq I_a' + I_b'. \end{aligned}$$

Электромагнитное взаимодействие в отличие от сильного не сохраняет изотопический спин. В частности, изотопический спин не сохраняется при поглощении или испускании фотона адрона. Однако его проекция I_3 сохраняется и при электромагнитных взаимодействиях адронов.

Выше отмечалось, что адроны состоят из кварков. Изотопическая инвариантность сильного взаимодействия связана с наличием в адронах протонных и нейтронных u , d кварков (или антикварков). Кварки u и d образуют изотопический дублет, т.е. имеют $I = 1/2$, причем u соответствует $I_3 = +1/2$, а d — $I_3 = -1/2$. Как видим, группа $SU(2)$, соответствующая изотопической инвариантности, описывает симметрию двух кварков разных сортов, причем сорт кварков определяется значением проекции изотопического спина.

Перейдем к группе $SU(3)$, описывающей симметрию трех u , d , s кварков разных сортов в сильном взаимодействии. Это взаимодействие остается инвариантным, если вместо трех кварков q_i ($i = 1, 2, 3$) ввести их суперпозиции

$$q'_i = U_{ik} q_k,$$

где U_{ik} — некоторые унитарные матрицы с определителем, равным единице. В случае преобразования, бесконечно близкого к единичному, матрицы U_{ik} имеют вид

$$U = I + \frac{1}{2} \sum_{a=1}^8 \omega_a \lambda_a,$$

где λ_a ($a = 1, 2, \dots, 8$) — набор восьми определенных 3×3 матриц (матриц Гелл-Манна); ω_a — произвольные вещественные числа. Матрицы U образуют простейшее нетривиальное представление группы $SU(3)$. При этом подвергаются преобразованию либо три кварка (их сорта, или ароматы, либо цвета), либо три антикварка. Однако существует бесчисленное множество других представлений этой же группы. В них подвергаются преобразованию величины, представляющие собой определенные произведения кварковых q и антикварковых \bar{q} волновых функций.

Подобно тому как представления (мультиплеты) группы $SU(2)$ характеризуются двумя квантовыми числами I, I_3 , представления группы $SU(3)$ определяются тремя квантовыми числами I, I_3, Y , где Y — гиперзаряд, определяющий так называемую странность $S = Y - B$.

Гиперзаряд представляет собой аддитивное квантовое число. Оно может быть введено для каждого адрона и квар-

ка, и имеет место закон сохранения суммарного гиперзаряда в сильном взаимодействии. Поскольку есть закон сохранения барионного числа, то сохранение гиперзаряда означает также сохранение странности.

Странность нуклонов, Δ изобары, π и ρ мезонов равна нулю, а странность K мезонов (K^+ , K^0) и антигиперонов $\bar{\Sigma}$ и $\bar{\Lambda}$ равна 1. Соответственно странность анти K мезонов (K^- , \bar{K}^0) и гиперонов Σ и Λ равна -1 . Странность является характеристикой сорта третьего s кварка аналогично тому, как характеристикой сорта u и d кварков является проекция их изотопического спина. Странность s кварка принимается за -1 , а странность анти s кварка за 1 . Отличная от нуля странность K мезонов и гиперонов связана с тем, что в их состав входят s (или \bar{s}) кварки.

Аналогично тому как в $SU(2)$ частицы группируются в изотопические мультиплеты, адроны в $SU(3)$ также группируются в унитарные мультиплеты, объединяющие частицы с разными значениями изотопического спина и гиперзаряда. Электрический заряд частиц в унитарном $SU(3)$ мультиплете определяется формулой Гелл-Манна — Нишиджимы

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2},$$

которая обобщает уравнение $Q = I_3 + B/2$ для электрического заряда частиц, входящих в изотопические $SU(2)$ мультиплеты.

Изотопическая группа $SU(2)$ является подгруппой унитарной группы $SU(3)$, поэтому унитарные мультиплеты объединяют ряд изотопических мультиплетов с разным значением гиперзаряда. Отметим, что все унитарные мультиплеты (рис. 15–18) и связанная с ними $SU(3)$ симметрия были открыты раньше, чем была высказана гипотеза о существовании кварков. Именно открытие $SU(3)$ симметрии привело к тому, что в 1964 г. М. Гелл-Манн ввел представление о кварках.

Подчеркнем, что симметрии, описываемые группами $SU(2)$ и $SU(3)$, являются приближенными, так как соответствуют предположению о равенстве масс кварков и сохранению квантовых чисел, характеризующих сорт кварков. Поэтому и законы сохранения, связанные с группами $SU(2)$ и $SU(3)$, приближенные. В этом смысле они принципиально отличаются от законов сохранения, связанных со свойствами симметрии пространства — времени. Действительно, законы сохранения изотопического спина и гиперзаряда нарушаются. Первый не соблюдается уже на уровне электро-

магнитного взаимодействия. Точнее, в электромагнитном взаимодействии сохраняется только проекция изотопического спина. Второй нарушается на уровне слабого взаимодействия, причем это связано с нарушением закона сохранения странности.

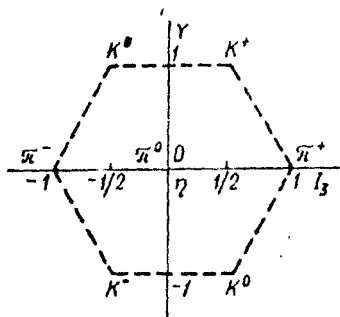


Рис. 15

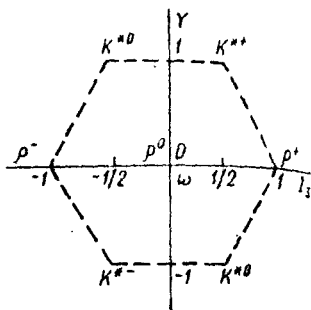


Рис. 16

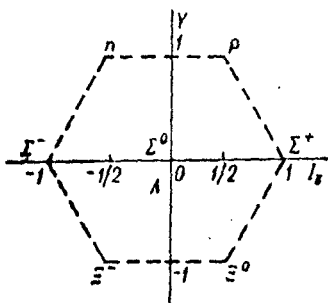


Рис. 17

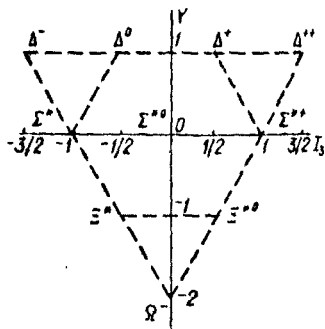


Рис. 18

В декуплет входит частица Ω^- гиперон со странностью -3 , изотопическим спином $I = 0$ и массой $M = 1672$ МэВ. Замечательно, что существование этой частицы (вместе с ее квантовыми числами и массой) было предсказано теоретически и основано на вере в справедливость $SU(3)$ симметрии. Если бы эта частица не существовала, то декуплет (рис. 19) был бы неполным. В этом отношении предсказание Ω^- гиперона аналогично предсказанию Д.И. Менделеевым

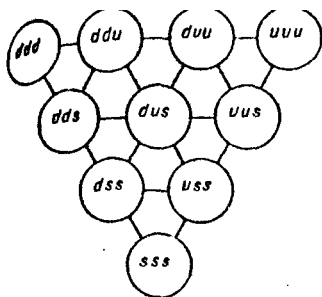


Рис. 19

недостающих элементов галлия, скандия и германия в Периодической системе элементов.

Массы частиц, входящих в заданный мультиплет, не одинаковы. Они определяются значениями изотопического спина I и гиперзаряда Y . Для частиц, входящих в заданный барионный мультиплет, массы вычисляются по прибли-

женной формуле (формуле Гелл-Манна — Окубо)

$$M = M_0 + M_1 Y + M_2 \left[I(I+1) - 1/4 (Y^2) \right].$$

С помощью этой массовой формулы была предсказана масса Ω^- гиперона. Аналогичная приближенная формула позволяет выразить квадраты масс мезонов в мезонных октетах через изотопический спин и гиперзаряд мезонов.

Кроме странного кварка существуют еще кварки других сортов: c , b , t . Поэтому возникает вопрос о группах симметрии $SU(4)$, $SU(5)$, $SU(6)$ и соответствующих им квантовых числах (отметим, что в случае унитарных мультиплетов группы $SU(4)$ различным частицам соответствуют точки, лежащие не в плоскости, а в трехмерном пространстве). Ситуация осложняется тем, что массы c , b и t кварков значительно превосходят массы u , d и s кварков. По этой причине симметрии $SU(4)$, $SU(5)$ и $SU(6)$ сильно нарушаются. Тем не менее можно ввести квантовые числа, соответствующие кваркам c , b и t , которые сохраняются в процессах сильного и электромагнитного взаимодействий, и построить адронные состояния в рамках составной кварковой модели для групп $SU(4)$, $SU(5)$ и $SU(6)$.

Данные квантовые числа, несомненно, существуют, но ввести их с помощью соображений симметрии нельзя ввиду массивности несущих их кварков. Поэтому считаем, что они существуют как бы в готовом виде в соответствующих кварках, которые переносят их в различных реакциях. Можно сказать, что квантовые числа в сильном и в электромагнитном взаимодействиях выступают как гены c , b и t кварков. Возможно, что и странность имеет такое же происхождение.

Для кварка c сохраняющееся квантовое число называется очарованием (*charm*), для b и t кварков эти числа носят названия *bottomness* и *topness* соответственно. Существуют частицы, представляющие собой связанные состояния

кварка и соответствующего антикварка. Такое состояние называется кварконием. Кварконий, состоящий из s и \bar{s} кварков, называется чармонием, кварконий, состоящий из b и \bar{b} кварков, боттомонием. Экспериментально обнаружены различные состояния чармония и боттомония, отличающиеся суммарными значениями орбитального и спинowego моментов составляющих их кварков.

Локальные и глобальные симметрии

Выше рассматривались разные сорта, или ароматы, кварков. Однако кварк характеризуется еще и цветом и обозначается символом $q_{i\alpha}$, где i — аромат (число значений индекса i определяется количеством сортов кварков); α — цвет кварка, $\alpha = 1, 2, 3$. Величины $q_{i\alpha}$ могут рассматриваться как волновые функции кварков. Лагранжиан кваркового поля имеет следующую структуру:

$$L_q = \sum \left\{ i \bar{q}_{i\alpha} \hat{D} q_{i\alpha} + m_i \bar{q}_{i\alpha} q_{i\alpha} \right\},$$

где $\hat{D} \equiv \gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu}$; m_i — масса кварка, зависящая только от его аромата. Первое слагаемое определяет кинетическую энергию, второе — потенциальную энергию кварков. Выше рассматривалось преобразование кварков $q_i \rightarrow q'_i = U_{ij} q_j$. Это было преобразование аромата, которое оставляет неизменным лагранжиан кварков при условии равенства их масс. Теперь следует различить два преобразования: аромата и цвета. При преобразовании цвета аромат кварка не изменяется. В случае преобразования аромата инвариантность лагранжиана по отношению к преобразованиям группы $SU(3)$ будет приближенной ввиду различия масс кварков. При преобразовании цвета соответствующая группа $SU(3)$ (она называется цветовой группой $SU(3)_c$ и обозначается $SU(3)_c$) абсолютно точная в отличие от группы $SU(3)$ ароматов ($SU(3)_f$).

Цветовая группа играет фундаментальную роль в динамике кварков, в то время как группа ароматов — важную роль в классификации адронов, так как именно с ее помощью построены различные унитарные мультиплеты адронов. Выясним роль цветовой группы $SU(3)_c$ в динамике кварков. Для этого предварительно определим фундаментальную роль локальных симметрий в различных физических взаимодействиях.

Группы $SU(3)_c$ и $SU(3)_f$ являются глобальными, т.е. параметры, характеризующие их, не зависят от пространственных координат и времени. По отношению к преобразованиям таких групп лагранжиан кварков был инвариантом. Что будет, если в качестве основного постулата теории выставить требование об инвариантности лагранжиана взаимодействия по отношению не только к глобальным, но и к локальным преобразованиям, параметры которых — функции координат и времени. Ясно, что исходный лагранжиан взаимодействия не будет инвариантен по отношению к локальным преобразованиям симметрии. Однако если потребовать инвариантность теории по отношению к таким преобразованиям, то придется ввести добавочные поля и силы, причем расширенные лагранжианы, содержащие наряду со старыми полями новые поля, будут инвариантными по отношению не только к глобальным, но и к локальным симметриям.

Таким образом, расширение симметрии от глобальной к локальной приводит к необходимости введения новых полей, а следовательно, и новых частиц. Этот принцип лежит в основе теории сильного, слабого и гравитационного взаимодействия. Рассмотрим эту ситуацию на простейшем примере свободного электрона, волновая функция которого удовлетворяет уравнению Шредингера

$$E\psi = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi .$$

Если преобразовать $\psi \rightarrow \psi' = e^{i\alpha} \psi$, то при α , не зависящем от координат, уравнение сохранит свой вид и для ψ' . Однако если α — функция координат, $\alpha = \alpha(\mathbf{r})$, то уравнение для ψ' отличается от исходного уравнения для ψ . Ситуация существенно изменяется, если электрон находится в электромагнитном поле \mathbf{A} . В этом случае можно связать калибровочные преобразования ψ и \mathbf{A} таким образом, чтобы уравнение Шредингера сохранило свой вид и для ψ' . Рассмотрим, например, уравнение Шредингера в постоянном магнитном поле

$$E\psi = -\frac{\hbar^2}{2m} \left(\hat{\mathbf{p}} - \frac{e}{c} \mathbf{A} \right)^2 \psi ,$$

где $\hat{\mathbf{p}} = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}}$; \mathbf{A} — векторный потенциал, связанный с \mathbf{H} соотношением $\mathbf{H} = \text{rot } \mathbf{A}$. Если сделать преобразование

$$\psi \rightarrow \psi' = e^{i\alpha(\mathbf{r})} \psi , \quad \mathbf{A} \rightarrow \mathbf{A}' = \mathbf{A} + \frac{\hbar c}{e} \frac{\partial \alpha}{\partial \mathbf{r}} ,$$

где $\alpha(\mathbf{r})$ — произвольная функция координат, то уравнение для ψ' совпадает с уравнением для ψ ; магнитное же поле при этом не изменится.

Таким образом, локальная калибровочная инвариантность теории электронного (точнее, электронно-позитронного) поля достигается за счет наличия электромагнитного поля, чуждого само по себе электронному полю, но введение его делает всю теорию, в частности, теорию электроинно-позитронного поля и теорию электромагнитного поля, иными словами, всю квантовую электродинамику — локально калибровочно-инвариантной. Если физическая теория инвариантна относительно некоторой глобальной симметрии, необходимо, чтобы теория была инвариантной и относительно соответствующей локальной симметрии, этого можно достичь путем включения новых физических полей.

Идея общей теории относительности

Возникновение новых физических полей при расширении симметрий (от глобальной к локальной) представляет собой универсальное явление. Рассмотрим его на примере общей теории относительности, являющейся одновременно релятивистской теорией гравитации.

Специальная теория относительности имеет дело только с инерциальными системами отсчета, координаты и моменты времени в которых для каждого события (каждой мировой точки) связаны преобразованиями Лоренца. Преобразования Лоренца образуют группу, определяющую симметрию пространства — времени, причем симметрия эта глобальная, ибо относительные скорости систем, входящие в преобразования Лоренца, являются константами, не зависящими ни от пространственных координат, ни от времени.

Законы природы должны быть инвариантными относительно преобразований этой глобальной симметрии — таково требование специальной теории относительности.

Однако почему следует ограничиваться инерциальными системами отсчета? Существует бесчисленное множество неинерциальных систем отсчета, которыми также можно пользоваться при описании физических явлений.

В общей теории относительности допускаются любые четырехмерные системы координат и требуется, чтобы законы природы формулировались единообразно, т.е. общая формулировка законов природы не зависела от выбора системы координат. При этом теряет смысл понятие систе-

мы отсчета, которое используется специальной теорией относительности, где под системой отсчета понимается некоторая совокупность покоящихся друг относительно друга тел и совокупность часов, одинаково идущих в пределах системы отсчета. Теперь в каждой мировой точке нужно пользоваться своей локальной системой отсчета, имеющей свойства системы отсчета специальной теории относительности, иными словами, необходимо иметь бесконечно много локальных систем отсчета.

Однако безобиден ли переход от глобальной к локальным системам отсчета, от инерциальных к неинерциальным системам? Он не прост, ибо прежде всего требует введения нового поля — гравитационного. Заметим, что в неинерциальных системах возникают специфические силы, связанные с неинерциальностью системы, например центробежная сила, или сила Кориолиса. Важнейшей особенностью сил инерции является то, что ускорения, вызываемые ими, не зависят от массы движущегося тела. Вследствие этого возникает аналогия, переходящая в глубокую физическую связь между неинерциальными системами и гравитационными полями.

Можно указать, например, на неотличимость силы инерции, возникающей в неинерциальной системе, движущейся прямолинейно и равномерно-ускоренно от однородного гравитационного поля. Это явление называется принципом эквивалентности. Однако этот принцип более универсален, чем кажется на первый взгляд. Дело в том, что не только механические движения, но и все другие физические процессы протекают совершенно одинаково как в неинерциальной системе отсчета, движущейся с постоянным ускорением, так и в инерциальной системе отсчета, в которой действует однородное гравитационное поле.

Следовательно, невозможно последовательно пользоваться неинерциальными системами отсчета, пренебрегая гравитационными силами.

Если в классической механике Ньютона ввести в уравнение движения силы инерции, то можно забыть о том, что используется неинерциальная система отсчета, так как после учета сил инерции неинерциальная система не отличается от инерциальной.

Однако ситуация усложняется в теории относительности. Рассмотрим диск, который вращается вокруг оси z , перпендикулярной его плоскости и проходящей через центр диска. Имея масштабную линейку размера a , сделаем на периферии диска и одном из его радиусов отметки на равном расстоянии a одна от другой. Отношение чисел отметок на

периферии и по радиусу, естественно, при малом a близко к 2π . Пусть диск равномерно вращается вокруг оси z и наблюдатель, находящийся на диске, предпринимает измерение длины окружности диска и его радиуса своей прежней масштабной линейкой. Прикладывая линейку вдоль окружности, наблюдатель обнаруживает, что она укладывается вдоль периферии большее число раз. Отметок получится гораздо больше, чем в случае, когда диск покоится. При этом количество отметок вдоль радиуса не изменится, произойдет это вследствие лоренцева сокращения длины линейки, если она направлена вдоль движения. Поскольку лоренцево сокращение определяется величиной $\sqrt{1 - v^2/c^2}$, где v — скорость периферии диска, то наблюдатель, находящийся на вращающемся диске, приходит к выводу, что отношение длины окружности (периферии диска) к ее радиусу равно не 2π , как в случае покоящегося диска, а $2\pi / \sqrt{1 - v^2/c^2}$, где $v = \omega R$ — скорость периферии диска (R — его радиус; ω — угловая скорость вращения). Вращающийся диск представляет собой неинерциальную систему отсчета, и, следовательно, в неинерциальных системах пространство не является евклидовым.

Однако неинерциальные системы эквивалентны некоторым гравитационным полям. Следовательно, в гравитационном поле пространство перестает быть евклидовым. Это значит, что геометрические свойства пространства не могут быть чем-то абсолютным даже в смысле специальной теории относительности, а должны зависеть от гравитационных полей.

В то же время гравитационные поля создаются материей. Поэтому приходим к выводу, что геометрия пространства зависит, а точнее, определяется материей. Иными словами, геометрия пространства теряет свое самостоятельное существование и становится частью физики. Пространство, как известно, теснейшим образом связано со временем. Поэтому не только свойства пространства, но и свойства времени определяются в итоге материей — ее характером и структурой, распределением в пространстве и состоянием движения. В этом заключается основная идея общей теории относительности, созданной А.Эйнштейном.

Квантовая хромодинамика

Возвратимся к группе $SU(3)_c$. По сравнению с калибровочным преобразованием U электрона у нас не один, а восемь параметров ω_a . Если они станут функциями координат и времени и мы хотим сохранить инвариантность

теории, т.е. теории сильного взаимодействия (иными словами, динамики кварков), то необходимо ввести восемь новых полей. На каждый параметр ω_a следует ввести четырехмерный вектор, аналогичный четырехмерному вектору электромагнитного потенциала. Таким образом, необходимо ввести восемь четырехмерных векторов, которые обозначаются через G_μ^a , где a — номер поля, $a = 1, 2, \dots, 8$, называемый цветовым индексом; μ — векторный индекс.

Введенные поля — их восемь — называются глюонными. Они аналогичны электромагнитному полю. Как электромагнитное поле обуславливает взаимодействие между электронами (и позитронами), так и глюонное — взаимодействие между кварками (и антикварками). Эти взаимодействия возникают в результате обмена квантами соответствующих полей: в случае электромагнитного поля — это фотоны, обмен которыми приводит к взаимодействию между электронами, в случае глюонных полей — глюоны, обмен которыми приводит к взаимодействию между кварками. Таким образом, глюоны в итоге ответственны за образование адронов.

Поля, которые вводятся для сохранения инвариантности теории при расширении симметрии от глобальной до локальной, носят название калибровочных. Таким образом, глюонные поля — это калибровочные поля. Такими же полями являются электромагнитное поле и гравитационное поле. С каждым полем связаны некоторые частицы — кванты этого поля: с электромагнитным — фотоны, с глюонными полями — глюоны, с гравитационным полем — гравитоны. Все эти частицы являются безмассовыми. Таково общее свойство квантов калибровочных полей. Итак, расширение цветовой симметрии от глобального до локального уровня приводит к введению новых полей — глюонных. Сравним кварк-глюонное взаимодействие с электронно-фотонным взаимодействием. Электронно-фотонное взаимодействие определяется электрическим зарядом электрона, причем последним обладает только электронно-позитронное поле, фотонное же, являющееся переносчиком электромагнитного взаимодействия, электрически нейтрально. Кварк-глюонное взаимодействие определяется неэлектрическим зарядом кварка, а специфическим зарядом — цветовым — и переносится глюонными полями, причем цветовым зарядом обладают как кварки, так и переносчики взаимодействия — глюоны. Иными словами, это взаимодействие осуществляется заряженными (цветным зарядом) полями. Полей этих восемь, а зарядов — три ($R-G$, $G-B$, $B-R$), но

по существу они определяются одной константой g_c , которую обыкновенно и называют цветным зарядом. Константа электронно-фотонного взаимодействия определяется как $\alpha = e^2$, а константа кварк-глюонного взаимодействия — как $\alpha_c = g_c^2$.

Существенным свойством глюонных полей является то, что они взаимодействуют друг с другом. Поэтому глюонное поле называют полем с самодействием. Самодействие определяется тем же цветным зарядом g_c , что и взаимодействие глюонов с кварками.

Кварк-глюонное взаимодействие обладает удивительным свойством: оно мало на малых расстояниях между кварками и возрастает с увеличением этого расстояния. Дело в том, что интенсивность кварк-глюонного взаимодействия зависит не только от цветового заряда, но и от переданного импульса (от кварков к глюонам). Чем больше импульс, тем меньше интенсивность взаимодействия. Однако большим импульсам соответствуют малые расстояния. Поэтому если ввести эффективный цветовой заряд, определяющий интенсивность взаимодействия, то он уменьшается с увеличением переданного импульса или уменьшением расстояния. При стремлении переданного импульса к бесконечности (уменьшении расстояния до нуля) эффективный заряд стремится к нулю. Это замечательное явление носит название асимптотической свободы. Однако взаимодействие между взаимно дополнительными цветовыми зарядами в адронах на расстояниях порядка размеров адронов столь велико, что развести их на большие расстояния невозможно. Это утверждение, называемое гипотезой конфайнмента (пленения) кварков и глюонов внутри адронов, согласуется со всеми экспериментальными фактами, относящимися к сильному взаимодействию.

Теория сильного взаимодействия цветных кварков и глюонов, в основе которой лежит асимптотическая свобода, носит название квантовой хромодинамики. Сравним квантовую хромодинамику с квантовой электродинамикой. В квантовой хромодинамике вместо голого электрического заряда электрона e_0 выступает голый цветовой заряд g_{c0} , играющий роль константы взаимодействия между полями. Однако он не является только принадлежностью кваркового поля: глюонное поле также несет этот заряд. Ясно, что подобно ситуации в квантовой электродинамике наряду с «затравочным» цветовым зарядом g_{c0} следует рассматривать эффективный цветовой заряд $g_c(k, g_{c0})$, определяющий интенсивность кварк-глюонного взаимодействия и зависящий от переданного импульса k и «затравочного» (голового)

заряда g_{co} . На первый взгляд кажется, что квантовая хромодинамика не отличается от квантовой электродинамики — ведь эффект поляризации вакуума (и поэтому эффект экранировки заряда) должен быть и в квантовой хромодинамике (рис. 20, а). Это утверждение верно.

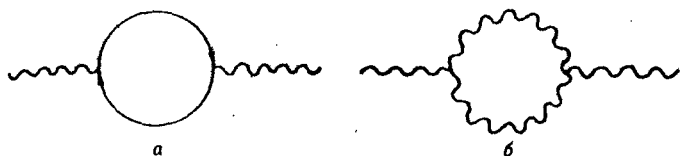


Рис. 20

Замечательным свойством глюонных полей является то, что для них наряду с эффектом экранирования имеет место еще эффект антиэкранировки, эффект уменьшения эффективного цветового заряда при увеличении переданного импульса или уменьшения расстояния. Этот эффект связан с тем, что глюонное поле может само переносить цветовой заряд. Простейшая диаграмма Фейнмана, соответствующая этому эффекту, приведена на рис. 20, б. Следует учитывать обе диаграммы. Ясно, что вклад диаграмм первого типа тем больше, чем больше в нашем распоряжении сортов — ароматов — кварков. Если их количество меньше $33/2$, то эффект антиэкранировки более существен — и эффективная константа взаимодействия оказывается убывающей функцией переданного импульса (т.е. функцией, убывающей с уменьшением расстояния). Цветовой заряд в квантовой хромодинамике как бы «разбухает», или расширяется, вследствие того, что само глюонное поле наряду с кварками переносит цветовой заряд.

Рассмотрим какой-нибудь кварк в вакууме, окруженный виртуальными кварк-антикварковыми парами и виртуальными глюонами. При этом «облако» кварк-антикварковых пар поляризовано таким образом, что антикварки расположены ближе к рассматриваемому кварку, поэтому будут экранировать его цветовой заряд. Действие виртуальных глюонов прямо противоположное — цветовой заряд глюонов является таким же, как у рассматриваемого кварка. Он и вызывает эффективное разбухание заряда кварка, что и означает антиэкранировку, лежащую в основе явления

асимптотической свободы, т.е. обращения эффективной константы взаимодействия $g_c(k)$ в нуль при $k \rightarrow \infty$.

Таким образом, теория цветных кварков, взаимодействующих с безмассовыми цветными глюонами, основанная на локальной цветной симметрии $SU(3)_c$, с единой точки зрения объясняет основные свойства сильного взаимодействия.

Слабое взаимодействие

Рассмотрим слабое взаимодействие, ответственное за распады многих элементарных частиц и β -распад большого количества атомных ядер, при котором ядро испускает электрон или позитрон. Во всех процессах, обусловленных слабым взаимодействием, обязательно участвуют нейтрино или антинейтрино. Например, нейтрон распадается на протон, электрон и антинейтрино

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e.$$

Существуют три типа нейтрино: электронное ν_e , мюонное ν_μ и τ -лептонное ν_τ . Соответствующие антинейтрино обозначаются через $\bar{\nu}_e$, $\bar{\nu}_\mu$ и $\bar{\nu}_\tau$. Масса нейтрино очень мала, а возможно, и равна нулю. Каждое нейтрино является фермионом и обладает спином, равным $1/2$. Наиболее простой является теория безмассового нейтрино. В этом случае нейтрино движется со скоростью света. Поскольку нейтрино обладает спином $1/2$, то оно описывается уравнением Дирака. Если предполагать, что масса нейтрино равна нулю, то уравнение Дирака распадается на два несвязанных уравнения. Рассмотрим эту ситуацию подробнее. Четырехкомпонентный биспинор ψ , характеризующий состояние частицы со спином $1/2$, состоит из двух спиноров φ и χ :

$$\psi = \begin{pmatrix} \varphi \\ \chi \end{pmatrix}.$$

Дираковские матрицы γ_μ можно выбрать таким образом, что спиноры φ и χ будут удовлетворять уравнениям

$$i \frac{\partial \varphi}{\partial t} = \sigma \hat{p} \varphi + m \chi,$$

$$i \frac{\partial \chi}{\partial t} = -\sigma \hat{p} \chi + m \varphi,$$

где σ — матрицы Паули; \hat{p} — оператор импульса частицы. Спиноры φ и χ «перепутаны», но ситуация замечательным образом упрощается при $m = 0$. В данном случае каждое

из уравнений содержит один спинор. Эти уравнения (они называются уравнениями Вейля) и описывают безмассовое нейтрино. Для плоских волн

$$\varphi = u e^{i p r - i E t}, \quad \chi = v e^{i p r - i E t}$$

уравнения Вейля принимают вид

$$\begin{aligned} E u &= \sigma_{\mu} p_{\mu}, \\ E v &= -\sigma_{\mu} p_{\mu}. \end{aligned}$$

Поскольку энергия E положительна, то в случае спинора u спин частицы параллелен импульсу, а в случае спинора v он антипараллелен. Иными словами, если частица описывается двухкомпонентным спинором φ , то проекция ее спина на направление импульса равна $1/2$, если же частица описывается двухкомпонентным спинором χ , то проекция ее спина на направление импульса равна $-1/2$. В первом случае частица обладает правой спиральностью, во втором — левой. Нейтрино имеет левую спиральность, а антинейтрино — правую. Понятие спиральности (при $m = 0$) является релятивистски инвариантным. Это значит, что ни при каком преобразовании системы отсчета нельзя изменить (при $m = 0$) знак проекции спина на импульс частицы.

Спинор φ называется правым спинором R , а спинор χ — левым L независимо от величины массы m . Соответственно биспинор $\begin{pmatrix} \varphi \\ 0 \end{pmatrix} \equiv \psi_R$ называется правым, а биспинор $\begin{pmatrix} 0 \\ \chi \end{pmatrix} \equiv \psi_L$ — левым. Это означает, что всякий биспинор ψ можно представить в виде суммы

$$\psi = \psi_R + \psi_L.$$

Можно показать, что

$$\psi_R = \frac{1 - \gamma_5}{2} \psi, \quad \psi_L = \frac{1 + \gamma_5}{2} \psi,$$

где

$$\gamma_5 = \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3 \gamma_4.$$

В процессах, обусловленных слабым взаимодействием, в частности при β -распаде, лептон всегда сопровождает антинейтрино, а антилептон — нейтрино. Например, распад мюонов происходит следующим образом:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_{\mu},$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_{\mu}.$$

Замечательным свойством слабого взаимодействия является то, что в лагранжиан этого взаимодействия входят не

только левые нейтрино, но и левые лептоны, т.е. в лагранжиан (и в матричные элементы слабых процессов) входит не вся волновая функция лептона, а лишь ее левые компоненты.

Между слабым и электромагнитным взаимодействиями существует глубокая аналогия и даже фундаментальная связь. Дело в том, что электромагнитное взаимодействие обусловлено обменом фотонами, а слабое взаимодействие — обменом тяжелыми бозонами W^\pm и Z^0 . Масса их огромна: $M_W \approx 80$ ГэВ, $M_Z \approx 90$ ГэВ. Эти частицы, подобно фотону, имеют спин, равный единице, и в связи с этим называются векторными. Полное их название — «промежуточные векторные бозоны».

Рассмотрим диаграмму Фейнмана, описывающую взаимодействие двух электронов, обменявшихся фотоном (рис. 21). Вершины диаграммы соответствуют актам взаимодействия, процессу испускания фотона одним электроном и поглощения его другим электроном. На диаграмме каждой вершине отвечает дираковская матрица γ_μ и заряд электрона e , играющий роль константы взаимодействия электрона с фотоном. Внутренней фотонной линии сопоставляется соответствующий пропагатор. Матричный элемент, соответствующий рассматриваемой диаграмме Фейнмана, содержит произведение двух форм: $\psi'_1 \gamma_\mu \psi_1$ и $\psi'_2 \gamma_\mu \psi_2$, где ψ_1, ψ_2 и ψ'_1, ψ'_2 — биспиноры, соответствующие двум электронам до и после обмена фотоном. Каждая из этих форм при преобразованиях Лоренца преобразуется как четырехвекторная плотность тока. Следовательно, рассматриваемый нами матричный элемент представляет собой произведение двух векторных токов.

Обратимся теперь к слабому взаимодействию двух фермионов. Оно может интерпретироваться как обмен промежуточным векторным бозоном, т.е. ему соответствует диаграмма, подобная рассмотренной, с той лишь разницей, что в нее входит не фотонный, а бозонный пропагатор (вместо знаменателя k^2 в матричном элементе следует написать знаменатель $k^2 + M^2$).

Вершины диаграммы должны обязательно содержать матрицы γ_μ так же, как и в случае обмена

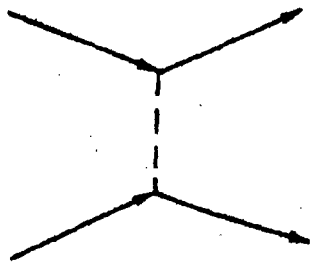


Рис. 21

фотоном, поскольку у этих матриц частица обмена имеет спин, равный единице. Кроме того, вместо заряда электрона в случае слабого взаимодействия в вершине диаграммы должна стоять константа слабого взаимодействия g . Тогда можно ввести безразмерную константу $g^2/\hbar c$, подобную константе электромагнитного взаимодействия $e^2/\hbar c \approx 1/137$.

Заметим, что большая масса W^\pm и Z^0 бозонов объясняет малый радиус действия слабого взаимодействия, который связан с массой частицы обмена (массой W^\pm бозона M_W) соотношением

$$r_W \approx \hbar / M_W c \approx 10^{-16} \text{ см.}$$

Большая масса W^\pm и Z^0 бозонов существенно упрощает структуру матричного элемента. При большой массе этих бозонов обе вершины диаграммы (см. рис. 21), соответствующие элементарным актам взаимодействия — испусканию и поглощению частицы обмена, фактически сливаются в одну вершину. Физически это означает, что в тех процессах слабого взаимодействия, в которых передаваемая энергия мала по сравнению с массой W бозона, можно считать, что в матричном элементе содержится только одна вершина, в которой сходятся четыре фермионные линии. В случае β -распада нейтрона это линии, соответствующие нейтрону, протону, электрону и антинейтрину. Соответствующие волновые функции для всех этих частиц должны быть взяты в одной и той же пространственно-временной точке.

Таким образом, при очень большой массе M_W приходим к так называемой фермиевской четырехмерной фермионной картине β -распада. Учитывая, что в матричный элемент (а также в лагранжиан слабого взаимодействия) должны входить только левые компоненты волновых функций, для лагранжиана, описывающего β -распад нейтрона, придем к следующему выражению:

$$L = \sqrt{8} G_F \left(\bar{\psi}_p^L \gamma_\mu \psi_n^L \right) \left(\bar{\psi}_e^L \gamma_\mu \psi_{\nu_e}^L \right).$$

Поскольку $\psi_L = \frac{1 + \gamma_5}{2} \psi$, то лагранжиан L перепишем в виде

$$L = \sqrt{8} G_F \left(\bar{\psi}_p \gamma_\mu \frac{1 + \gamma_5}{2} \psi_n \right) \left(\bar{\psi}_e \gamma_\mu \frac{1 + \gamma_5}{2} \psi_{\nu_e} \right),$$

где размерная константа слабого взаимодействия $G_F = 1,116 \cdot 10^{-5} \text{ ГэВ}^{-2}$ (она называется константой Ферми) связана с безразмерной константой g соотношением

$$\frac{g^2}{\hbar c} = 4\sqrt{2} \left(M_W c^2 \right)^2 G_F.$$

(Отметим, что предположение о том, что нуклонные волновые функции, как и лептонные, входят в лагранжиан только левыми компонентами, является приближенным.)

Как видим, лагранжиан β -распада нейтрона представляется в виде скалярного произведения двух 4-векторов, каждый из которых имеет вид $V_\mu - A_\mu$, где $V_\mu = \bar{\psi} \gamma_\mu \psi$ и $A_\mu = \bar{\psi} \gamma_5 \gamma_\mu \psi$. Первый вектор ведет себя при преобразованиях Лоренца как полярный, а второй — как аксиальный. Рассмотренное нами слабое взаимодействие называют $V-A$ взаимодействием.

Возникновение разности полярного и аксиального векторов означает, что слабое взаимодействие не инвариантно по отношению к пространственному отражению, т.е. не сохраняется пространственная четность. В этом отношении слабое взаимодействие существенно отличается от сильного и электромагнитного взаимодействий, при которых четность всегда сохраняется. В рассмотренном частном случае β -распада нейтрона несохранение четности приводит к тому, что в случае распада поляризованного нейтрона вероятности вылета электронов в направлении спина нейтрона и в обратном направлении неодинаковы.

Электрослабое взаимодействие и великое объединение

Как отмечалось выше, все фундаментальные взаимодействия между частицами носят обменный характер. Так, электроны взаимодействуют между собой путем обмена фотонами. Взаимодействие между кварками обусловлено обменом глюонами, и, наконец, слабое взаимодействие — обменом W^\pm и Z^0 бозонами. Рассмотрим также глубокую связь, существующую между взаимодействиями частиц и внутренними симметриями взаимодействий. Новые поля, переносящие взаимодействия между старыми частицами, всегда возникают при расширении симметрии, характерной для старых частиц от глобального до локального уровня. Покажем, что и слабое взаимодействие фермионов можно рассматривать как эффект расширения внутренней симметрии слабого взаимодействия от глобального уровня до локального.

Рассмотрим простейший случай слабого взаимодействия электронов и электронных нейтрино. Для простоты сначала

считаем массы частиц равными нулю. Тогда лагранжиан свободных частиц L_0 имеет вид

$$L_0 = i \bar{e} \hat{D} e + i \bar{\nu}_L \hat{D} \nu_L = \\ = i \bar{e}_R \hat{D} e_R + i \bar{e}_L \hat{D} e_L + i \bar{\nu}_L \hat{D} \nu_L,$$

где $e = e_R + e_L$ — волновые функции электрона; ν_L — волновые функции нейтрино; $\hat{D} \equiv \gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu}$. В лагранжиан входят левые нейтрино и левый электрон, а также правый электрон (правос нейтрино не существует). Левый электрон и левое нейтрино можно объединить в лептонный дублет

$$L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix},$$

в то время как правый электрон можно рассматривать в качестве правого синглета $R \equiv e_R$. Лагранжиан, очевидно, не изменяется при преобразованиях группы $SU(2)$, перемешивающих волновые функции e_L и ν_L . Эту группу обозначим через $SU(2)_W$. Кроме того, очевидно, лагранжиан не изменяется при калибровочном преобразовании всех волновых функций

$$\psi \rightarrow \psi' = e^{i\alpha} \psi.$$

Данное преобразование обозначим как $U(1)$. Таким образом, исходный лагранжиан обладает симметрией $SU(2)_W \times U(1)$. Преобразование группы $SU(2)_W$ имеет вид

$$L \rightarrow L' = e^{i \frac{\omega \tau}{2}} L,$$

где τ — три 2×2 матрицы Паули; ω — три вещественных параметра.

Таким образом, группа преобразований лагранжиана характеризуется четырьмя вещественными параметрами: $\omega^{(1)}, \omega^{(2)}, \omega^{(3)}$ и α . При расширении глобальной симметрии лагранжиана L_0 до локальной симметрии эти параметры становятся функциями координат и времени. По количеству параметров возникают четыре векторных калибровочных поля, которые принято обозначать $A_\mu^{(1)}, A_\mu^{(2)}, A_\mu^{(3)}$ и B_μ . Взаимодействие этих полей с лептонами определяется двумя константами слабого взаимодействия — g и g' . Оказывается, что линейные комбинации полей $A_\mu^{(i)}$ и B_μ определяют, с одной стороны, поля промежуточных векторных бозонов W^\pm и Z^0 , а с другой, — что является удивительным, электромагнитное поле A_μ . Взаимодействие этих полей с электроном и нейтрино определяется константами g и g' , причем взаимодействие

W^\pm бозонов с лептонами характеризует константа g , Z^0 бозонов — константа $\sqrt{g^2 + g'^2}$ и взаимодействие электромагнитного поля с электронами — константа $gg' / \sqrt{g^2 + g'^2}$. Эту константу следует интерпретировать как заряд электрона

$$e = gg' / \sqrt{g^2 + g'^2}.$$

Линейные комбинации полей, о которых шла речь, имеют вид

$$W^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(A^{(1)} \pm iA^{(2)} \right),$$

$$Z^0 = \frac{gA^{(3)} - g'B}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad A = \frac{g'A^{(3)} + gB}{\sqrt{g^2 + g'^2}}$$

(в приведенных формулах для упрощения записи опущен векторный индекс μ).

Все эти поля являются безмассовыми. В действительности же безмассовым является только электромагнитное поле. Что касается частиц, связанных с полями W^\pm и Z^0 , то масса их огромна ($M_W \approx 80$ ГэВ, $M_Z \approx 90$ ГэВ). Поэтому возникает вопрос фундаментальной важности: как можно получить в теории массивные бозоны и при этом сохранить массу фотона равной нулю. Для этого в теорию должны быть введены добавочные поля, взаимодействие с которыми и обуславливает возникновение масс. Сначала следует построить лагранжиан, учитывающий взаимодействие исходных лептонов с бозонными полями $A^{(1)}$, $A^{(2)}$, $A^{(3)}$ и B . Затем в лагранжиан необходимо ввести добавочные поля. Они называются полями Хиггса. Возникновение массы частицы математически означает наличие в таком сложном суммарном лагранжиане слагаемого, квадратичного по полю рассматриваемой частицы. Коэффициент пропорциональности и определяет массу частицы. Однако введение поля Хиггса, обладающего определенной симметрией, еще не приводит к нужным квадратичным слагаемым. Для этого следует нарушить симметрию поля Хиггса, точнее говоря, рассмотреть поле Хиггса в таком состоянии, симметрия которого отличается от симметрии лагранжиана свободного хиггсового поля. Эта процедура носит название спонтанного нарушения симметрии, и именно она позволяет получить отличные от нуля массы полей W^\pm и Z^0 . Чтобы разъяснить процедуру спонтанного нарушения симметрии, рассмотрим поле, лагранжиан которого имеет вид

$$L = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x_\mu} \right)^2 - \frac{1}{2} \mu \varphi^2 - \frac{1}{4} \lambda^2 \varphi^4,$$

где μ и λ — вещественные константы. Если $\mu > 0$, то $m = \sqrt{\mu}$ — масса частицы, связанной с полем. Тогда функция $V(\varphi) = \frac{1}{2}\mu\varphi^2 + \frac{1}{4}\lambda^2\varphi^4$ (назовем ее потенциальной энергией) имеет минимум при $\varphi = 0$ (рис. 22, а), который соответствует вакууму поля. Предположим, что $\mu < 0$. Тогда $V(\varphi)$ имеет вид, как на рис. 22, б. При $\varphi = 0$ теперь имеем не минимум, а максимум функции $V(\varphi)$; минимум же достигается при $\varphi = \sqrt{|\mu|} / \lambda$ и $\varphi = -\sqrt{|\mu|} / \lambda$, т.е. возникает два минимума и соответственно два состояния вакуума; поэтому говорят о вырождении вакуума. Добавив к $V(\varphi)$ константу $-\mu^2/4\lambda^2$, что не изменяет уравнение движения, считаем, что при $\mu < 0$ функция $V(\varphi)$ определяется по формуле

$$V(\varphi) = \frac{1}{4}\lambda^2 (\varphi^2 - \eta^2)^2, \quad \eta = \sqrt{|\mu|} / \lambda.$$

Выберем какое-либо состояние вакуума, например $\varphi = \eta$. Тогда ситуация выглядит следующим образом. Лагранжиан обладает зеркальной симметрией $\varphi \rightarrow -\varphi$, состояние же вакуума $\varphi = \eta$ этой симметрией не обладает (в отличие от состояния вакуума $\varphi = 0$ при $\mu > 0$, обладающего зеркальной симметрией). По этой причине мы и говорим о спонтанном нарушении симметрии.

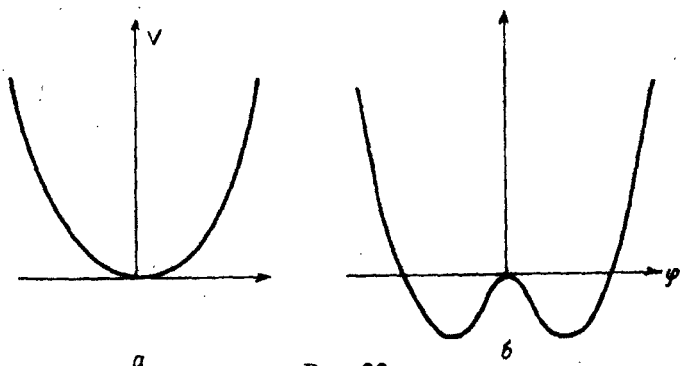


Рис. 22

Теперь рассмотрим возбуждение поля над состоянием вакуума $\varphi = \eta$. Положим $\varphi = \eta + \psi$, где ψ — возбуждение поля. Лагранжиан L после подстановки в него $\varphi = \eta + \psi$ приобретает вид

$$L = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x_\mu} \right)^2 - \frac{1}{4} (\varphi^2 - \eta^2)^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \psi}{\partial x_\mu} \right)^2 - \lambda^2 \eta^2 \psi^2 + \dots$$

Следовательно, масса частиц, связанных с возбуждением поля над вакуумом $\varphi = \eta$, равна $\sqrt{2} \lambda \eta$.

Не будем подробно разбирать процедуру спонтанного нарушения симметрии тех хиггсовых полей, которые должны быть введены в теорию. Укажем лишь, что нарушить эту симметрию можно так, что массы получат только W^\pm и Z^0 бозоны. Масса же фотона остается равной нулю. Таким образом, используя идею расширения глобальной симметрии $SU(2)_W U(1)$ до локальной, можно ввести массивные W^\pm и Z^0 бозоны и безмассовый фотон. Иными словами, приступая к задаче о построении теории слабого взаимодействия, мы одновременно построили и теорию электромагнитного взаимодействия. Этот результат имеет огромное значение, ибо удается единым образом построить как теорию слабого, так и теорию электромагнитного взаимодействия. Данная теория называется универсальной теорией электрослабого взаимодействия.

Теория электрослабого взаимодействия содержит константу g , которую назовем константой слабого взаимодействия, и константу e , являющуюся константой электромагнитного взаимодействия, т.е. зарядом электрона. Выше отмечалось, что в результате наличия физического вакуума возникает экранировка электрического заряда и следует различать голый и реальный заряды частиц. Иными словами, вследствие поляризации вакуума возникает эффективная константа взаимодействия электромагнитного и электронно-позитронного полей. Константа взаимодействия является функцией импульса q , переданного полем частице, или функцией расстояния $r \approx 1/q$ до рассматриваемой частицы. При анализе квантовой хромодинамики было видно, что константа сильного взаимодействия (цветовой заряд) также является функцией переданного импульса. Таким образом, вместо констант электромагнитного и сильного взаимодействий в результате наличия вакуума возникают некоторые функции переданного импульса или расстояния. Эти функции можно назвать бегущими константами взаимодействия. Вакуум присущ не только электромагнитному, электронно-позитронному и кварковому полям, но и полям, связанным с промежуточными векторными бозонами. Поэтому константа слабого взаимодействия является функцией переданного импульса, или расстояния, и возникает понятие бегущей константы слабого взаимодействия. Эффективная константа связи уменьшается с уменьшением расстояния в случае глюонов (вследствие этого возникает явление асимптотической свободы) и возрастает с уменьшением расстояния в случае

фотонов; для промежуточных W^\pm и Z^0 бозонов поведение «константы» такое же, как и для глюонов. Зависимость эффективных констант связи от переданного импульса оказывается логарифмической (рис. 23). Константы α_1 , α_2 и α_3 от-

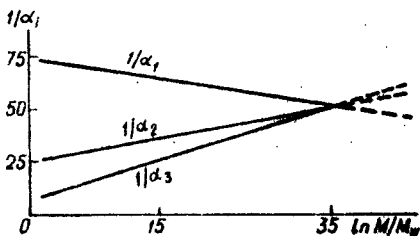


Рис. 23

носятся соответственно к электромагнитному, слабому и сильному взаимодействиям. Оказывается, что кривые пересекаются в одной точке, соответствующей переданному импульсу $M \approx 10^{14}$ ГэВ. При таких передаваемых импульсах, которые соответствуют расстояниям порядка 10^{-28} см, интенсивности фундаментальных взаимодействий (сильного, электромагнитного и слабого) одинаковы. Поэтому можно говорить о едином фундаментальном взаимодействии — сильноэлектрослабом, или о «великом объединении». Великое объединение относится только к сильному, слабому и электромагнитному взаимодействиям, но не затрагивает гравитационное взаимодействие. Между тем подлинно великий синтез должен включать и последнее взаимодействие. Идея такого включения существует и связана с новым расширением симметрии — с введением понятия суперсимметрии, преобразования которой связывают между собой частицы обеих статистик (фермионы и бозоны). Такая симметрия вначале вводится как глобальная. Если затем от глобальной суперсимметрии перейти к локальной, то в качестве калибровочных полей в теорию войдет и гравитационное поле. Однако разработка этой идеи пока еще далека от завершения.

Квантовая хроника

Перейдем к хронике основных открытий, относящихся к квантовой физике и физике фундаментальных взаимодействий, определяющих природу материи.

1900 14 декабря М. Планк (1858—1947) на заседании Немецкого физического общества высказал гипотезу о том, что энергия гармонического осциллятора, колеблющегося с частотой ν , может принимать только дискретные значения $\epsilon = n h \nu$, $n = 1, 2, 3, \dots$. Планк ввел новую мировую постоянную, квант действия $h = 6,55 \cdot 10^{-27}$ эрг \cdot с. «Сегодня я сделал столь же важное открытие, как открытие Ньютона», — сказал Планк своему семилетнему сыну Эрнсту. Сам Планк считал свою гипотезу «актом отчаяния». Однако бесплодные попытки согласовать существование кванта действия с классической физикой привели его к выводу, что «квант действия играет фундаментальную роль в атомной физике и с его появлением в физической науке наступила новая эпоха, ибо в нем заложено нечто, до того времени неслыханное, что призвано радикально преобразовать наше физическое мышление...» Так писал 87-летний Планк в своей «Научной автобиографии». Дальнейшее развитие гипотезы о квантовании и полная победа квантовых идей являются хорошей иллюстрацией к следующим словам Планка: «... я смог установить один, по моему мнению, замечательный факт. Обычно новые научные истины побеждают не так, что их противников убеждают и они признают свою неправоту, а большей частью так, что противники эти постепенно вымирают, а подрастающее поколение усваивает истину сразу».

«Храм науки — строение многосложное. Различны пребывающие в нем люди и приведенные их туда духовные силы. Некоторые занимаются наукой с гордым чувством своего интеллектуального превосходства; для них наука является тем подходящим спортом, который должен дать им полноту жизни и удовлетворение честолюбия. Можно найти в храме и других: плоды своих мыслей они приносят здесь в жертву только в утилитарных целях. Если бы посланный богом ангел пришел в храм и изгнал из него тех, кто принадлежит к этим двум категориям, то храм катастрофически опустел бы. Все-таки кое-кто из людей как прошлого, так и нашего времени в нем бы остался. К числу этих людей принадлежит и

наш Планк, и поэтому мы его любим» (Из речи А.Эйнштейна по случаю 60-летия М.Планка).

— П.Н.Лебедев (1866—1912) экспериментально доказал существование давления света и подтвердил предсказание Дж.К.Максвелла (1831—1879), писавшего в своем «Трактате об электричестве и магнетизме» (1873): «В среде, в которой распространяются волны, существует давление в направлении, нормальном к волне, и численно равное количеству энергии в единице объема».

1901 В.К.Рентген (1845—1923) получил Нобелевскую премию по физике* за открытие лучей, названных его именем.

1902 Х.А.Лоренц (1853—1928) и П.Зееман (1865—1943) получили Нобелевскую премию за исследования влияния магнитного поля на процессы излучения.

1903 А.А.Беккерель (1852—1908) получил Нобелевскую премию за открытие спонтанной радиоактивности.

— П.Кюри (1859—1906) и М.Склодовская-Кюри (1867—1934) получили Нобелевскую премию за изучение радиоактивности, открытой А.А.Беккерелем.

1905 А.Эйнштейн (1879—1955) опубликовал две основополагающие работы по специальной теории относительности: «К электродинамике движущихся тел» и «Зависит ли инерция тела от количества заключенной в нем энергии?» «По своей глубине и последствиям переворот, вызванный принципом относительности в сфере физических воззрений, можно сравнить только с тем переворотом, который был произведен введением картины мироздания, созданной Коперником», — писал М.Планк в 1909 г. В своей первой статье о световых квантах «Об одной эвристической точке зрения, касающейся возникновения и превращения света» А.Эйнштейн ввел фундаментальное представление о том, что монохроматическое электромагнитное излучение ведет себя как дискретная среда, состоящая из квантов энергии величиной $h\nu$, и, исходя из представления о световых квантах, объяснил фотоэффект. Однако никто не воспринимал световые кванты всерьез. Когда в 1912 г. несколько немецких физиков (и в их числе М.Планк) рекомендовали А.Эйнштейна в Прусскую академию наук, то по поводу гипотезы световых квантов Эйнштейна они писали, что эту гипотезу не стоит ставить ему в упрёк.

— Дж.Джинс (1877—1946) опубликовал работу «Сравнение двух теорий излучения», в которой применил общие результаты статистической физики к равновесному электромагнитному излучению. Согласно Джинсу и в противоречии с опытом нагретые твердые тела должны испускать инфракрасное, начиная с определенной температуры, видимое излучение, а также интенсивное ультрафиолетовое, рентгеновское и излучение еще более коротких длин волн. Поскольку это абсурдное заключение (называемое ультрафиолетовой катастрофой) с неизбежностью следует из классической физики, то работа Джинса в значительной степени способствовала признанию новых квантовых представлений. С тех пор работой связан миф, часто излагаемый как в популярной так и в специальной литературе, согласно которому М.Планк (1900) якобы пришел к квантовой гипотезе,

* В дальнейшем слова «по физике» будут опускаться.

пытаясь преодолеть ультрафиолетовую катастрофу Джинса (1905). Так, Дж. Гамов в книге «Биография физики» пишет: «В течение нескольких лет после опубликования работы Джинса ни сам Джинс, ни кто-нибудь другой не знали, как преодолеть возникший парадокс. Пока, наконец... Макс Планк... не сформулировал удивительнейшую гипотезу...»

1908 Э. Резерфорд (1871—1937) получил Нобелевскую премию по химии за исследования по расщеплению элементов и химии радиоактивных веществ.

— Г. Минковский (1864—1909) сформулировал теорию относительности в четырехмерной тензорной форме. Эта формулировка оказалась чрезвычайно важной для дальнейшего развития теоретической физики. В воспоминаниях о Г. Минковском М. Борн писал: «Среди его учеников был один, имя которого вскоре стало упоминаться вместе с именем Минковского, когда умы взволновала специальная теория относительности; речь идет, конечно, об Эйнштейне. Но Минковский его особенно не выделял. Позднее, в 1909 г., когда я уже был сотрудником Минковского по проблемам теории относительности, он сказал мне как-то: «Ах, Эйнштейн... да ведь он всегда отлынивал от лекций, ему я этого никогда не доверил бы». Выступая по радио в день 70-летия Эйнштейна, А. Зоммерфельд говорил: «Нельзя не удивляться, что между его учителем математики Германом Минковским и им не было никаких личных контактов. Когда впоследствии Минковский перестроил специальную теорию относительности в «мировую геометрию», Эйнштейн как-то изрек: «С тех пор, как за теорию относительности принялись математики, я ее уже сам больше не понимаю». Но вскоре после этого, уже разрабатывая общую теорию относительности, он охотно признал необходимость четырехмерной схемы Минковского».

1911 В. Вии (1864—1928) получил Нобелевскую премию за открытие законов теплового излучения, благодаря которым возникла квантовая теория.

— М. Склодовская-Кюри получила Нобелевскую премию по химии за открытие элементов радия и полония и изучение свойств радия.

— Э. Резерфорд предложил планетарную модель атома.

1912 В. Гесс (1883—1964) открыл космические лучи.

— Ч. Вильсон (1869—1959) изобрел устройство (камеру Вильсона), позволяющее наблюдать и фотографировать следы заряженных частиц.

— М. фон Лауэ (1879—1960) разработал теорию дифракции рентгеновских лучей на кристаллах. Использование кристаллов в качестве дифракционных решеток для рентгеновских лучей привело к созданию эффективного способа анализа вещества — рентгеноструктурного анализа.

— Г. Брэгг (1862—1942) и Л. Брэгг (1890—1971), используя явление дифракции рентгеновских лучей на кристаллах, экспериментально доказали периодичность атомной структуры кристаллов.

1909—1913 Р. Милликен (1868—1953) в ходе опытов точно измерил заряд электрона, экспериментально подтвердив квантовую теорию фотоэффекта Эйнштейна.

1913 И.Штарк (1874—1957) открыл явление расщепления спектральных линий в электрическом поле.

— П.Эренфест (1880—1933) предложил общее правило квантования адиабатического инварианта $\oint p dq = nh$, $n = 1, 2, 3, \dots$, названное впоследствии правилом квантования Бора — Зоммерфельда.

— Н.Бор (1885—1962) в работе «О строении атомов и молекул» проквантовал круговые орбиты в атоме водорода и вывел спектральную формулу Бальмера. «Работа Бора... приводит меня в отчаяние: если формулу Бальмера можно получить таким образом, то я должен выбросить всю физику на свалку (и сам отправиться туда же)». (Из письма П.Эренфеста А.Ф.Иоффе от 28 авг. 1913 г.).

Будущие нобелевские лауреаты «фон Лауэ и Отто Штерн дали клятву немедленно бросить физику, если только эти новоиспеченные идеи Нильса Бора о строении атома водорода окажутся правильными» (В.Вайскопф «Как мы выросли вместе с теорией поля»).

А.Эйнштейн, хотя и воспринял работу Бора как «конец физики», тем не менее отнесся к ней благожелательно. В 1949 г. в своей «Творческой автобиографии» он писал: «Это было так, точно из-под ног ушла земля и нигде не было видно твердой почвы, на которой можно было бы строить. Мне всегда казалось чудом, что этой колеблющейся и полной противоречий основой оказалось достаточным, чтобы позволить Бору — человеку с гениальной интуицией и тонким чутьем — найти главнейшие законы спектральных линий и электронных оболочек атомов, включая их значение для химии. Это кажется мне чудом и теперь. Это — наивысшая музыкальность в области мысли».

1914 Дж.Франк (1882—1964) и Г.Герц (1887—1975) завершили эксперименты, продемонстрировавшие существование в атомах дискретных уровней энергии.

1915 М. фон Лауэ получил Нобелевскую премию 1914 г. за открытие дифракции рентгеновских лучей на кристаллах.

— Г.Брэгг и Л.Брэгг получили Нобелевскую премию за крупный вклад в изучение структуры кристаллов с помощью рентгеновских лучей.

— А.Эйнштейн и В. де Гааз (1878—1960) осуществили эксперимент, по их мнению, доказавший существование незатухающих молекулярных токов Ампера в ферромагнетике. В действительности результаты их эксперимента свидетельствуют о существовании спина и магнитного момента у электрона, представление о которых будет введено только в 1925 г.

— 4, 11, 18 и 25 ноября в Берлине на заседаниях Прусской академии наук А.Эйнштейн представил четыре работы, в которых сформулировал окончательные уравнения теории тяготения (общей теории относительности). 20 ноября в Гёттингене Д.Гильберт (1862—1943) представил научному обществу работу, в которой содержались те же уравнения. Построение общей теории относительности было завершено. Летом 1915г. А.Эйнштейн прочитал в Гёттингене у Д.Гильберта шесть лекций, темой которых была общая теория относительности, т.е. основные ее идеи и еще несовершенные уравнения, полученные Ф.Эйнштейном в 1914г. Таким образом, Д.Гильберт заинтересовался проблемой тяготения тогда, когда

А. Эйнштейн уже был близок к ее окончательному решению. Однако математический аппарат геометрии римановых пространств, необходимый для решения проблемы, в то время был мало известен физикам. «Физика слишком сложна для физиков», — говорил Гильберт. Один из сотрудников Ф. Эйнштейна Л. Инфельд писал о восприятии общей теории относительности: «Признание теории относительности медленно распространялось от физиков-теоретиков к физикам-экспериментаторам, астрономам, математикам и философам. Она рассматривалась как крайне трудный предмет. В Кембридже мне рассказывали о докладе по общей теории относительности, с которым выступал во время войны сэр Артур Эддингтон. После доклада один из физиков заметил сэру Артуру: «Это был прекрасный доклад. Вы один из тех трех в этом мире, кто понимает и знает общую теорию относительности». Когда на лице Эддингтона появилось выражение сомнения, этот физик заметил: «Господин профессор, не нужно смущаться, Вы слишком скромны». Сэр Артур ответил: «Я не смущен, я только думаю над тем, кто же третий». Об отношении математиков к теории Эйнштейна можно судить по следующим словам Инфельда: «Один мой коллега — выдающийся математик — выразил серьезное сомнение в том, что сам Эйнштейн — один из тех трех людей, которые лучше всего понимают Эйнштейна». Однако со временем положение изменилось, и уже в 1933 г. Эйнштейн мог сказать: «В свете уже достигнутых результатов счастливо найденное кажется почти само собой разумеющимся, и любой толковый студент усваивает теорию без большого труда. Позади остались долгие годы поисков в темноте, полных предчувствий, напряженное ожидание, чередование надежд и изнеможения и, наконец, прорыв к ясности. Но это поймет только тот, кто пережил все сам».

1916 А. Эйнштейн ввел представление о вынужденном излучении фотонов, явлении, на котором основана работа лазеров и мазеров. В 1951 г. Эйнштейн, так много сделавший для развития квантовой теории света, писал в письме к своему другу М. Бессо: «Целых пятьдесят лет сознательного поиска ничуть не приблизили меня к ответу на вопрос: что такое кванты света? Сегодня же любой прохожим считает, что ему это известно, но он заблуждается».

1918 Э. Нетер (1882—1935) опубликовала работу «Инвариантные вариационные задачи», в которой содержались две очень важные для теоретической физики теоремы. Первая теорема устанавливает внутреннюю связь между свойствами симметрии физических систем и законами сохранения, вторая — существование важных математических тождеств в теориях типа общей теории относительности Эйнштейна, являющейся характерным примером теории, называемой калибровочной. Замечательно, что Э. Нетер получила результаты, справедливые для любой калибровочной теории, задолго до того, как эти теории были сформулированы и была осознана их значимость для описания фундаментальных взаимодействий природы.

1919 М. Плаик получил Нобелевскую премию 1918 г. за вклад в развитие физики — открытие квантов энергии.

— И.Штарк получил Нобелевскую премию за открытие эффекта Доплера в канальных лучах и открытие расщепления спектральных линий в электрическом поле.

— Э.Резерфорд, облучив альфа-частицами газообразный азот, осуществил первую искусственную ядерную реакцию:



— Во время полного солнечного затмения 29 мая две английские экспедиции (одна в Бразилии, а другая на о.Пинсипи у берегов Африки) подтвердили предсказанное общей теорией относительности Эйнштейна отклонение луча света гравитационным полем Солнца. «Это было что-то небывалое. Общее изумление произошло волной по всему миру... Никакое имя не повторялось в это время так часто, как имя этого человека. Все исчезало перед универсальной темой, овладевшей человечеством... Дамы забыли о своих домашних заботах и беседовали о координатных системах, о принципе одновременности и отрицательно заряженных электронах... относительность сделалась господствующим и всеразрешающим словом... Уже одна мысль: среди нас есть живой Коперник, — заключала в себе что-то возвышающее» (А.Мошковский «Эйнштейн», 1922).

В 1921г. немецкий электротехнический журнал опубликовал статью А.Зоммерфельда «Коротко об общей теории относительности и о возможности проверки ее на опыте», в которой он писал: «...идеальные достоинства теории и субъективные заслуги Эйнштейна остаются неслыханными и не могут ни с чем сравниться. Со смелостью и логичностью философского ума, которые раньше никогда не встречались в ученом естествознании, с математической мощью, вызывающей в памяти имена Гаусса и Римана, с безошибочным пониманием физической действительности, которое он продемонстрировал и в других областях физики, Эйнштейн в течение десяти лет воздвигал здание своей теории, перед которым даже мы, из года в год напряженно следившие за его работой, сегодня стоим, пораженные и ошеломленные...» В своей книге «Биография физики», к сожалению, пока еще недоступной советскому читателю, Дж.Гамов писал: «Достигнув столь больших результатов, Эйнштейн направил всю свою энергию на попытки геометризовать электромагнитное поле. Какое, еще неизвестное, геометрическое свойство четырехмерного пространства — времени могло бы проявляться в виде электромагнитных взаимодействий? И сам Эйнштейн, и многие другие ученые, например, знаменитый немецкий математик Германн Вейль, пробовали интерпретировать электромагнитное поле в чисто геометрических категориях. Но дитя Джеймса Клерка Максвелла, электромагнитное поле, с типичным шотландским упорством не желало поддаваться геометризации. Почти сорок лет, до своей смерти в 1955г., работал Эйнштейн над так называемой единой теорией поля, т.е. теорией, геометрически объединяющей поля: гравитационное и электромагнитное. Но годы шли, а проблема представлялась все более безнадежной. Время от времени Эйнштейн объявлял о новых уравнениях, которые, как он утверждал, должны были разрешить проблему единой теории поля. Эти сложные тензорные уравнения печат-

тались на первых страницах «Нью Йорк Таймс» и других газет всего мира. Однако уравнения всегда оказывались несовершенными, о них забывали и ждали новых. Физики-теоретики, старые и молодые, постепенно теряли веру в возможность чисто геометрической интерпретации электромагнитного поля. Было бы замечательно, если бы удалось это сделать, но нельзя заставить Природу сделать то, что ей не присуще. Одновременно физика быстро продвигалась во вновь открытых областях, и к классическим полям: гравитационному и электромагнитному добавились новые поля, введенные волновой механикой. Желая придать электромагнитному полю чисто геометрическую интерпретацию, мы должны были бы не забыть о мезонных, гиперонных и многих других новых полях, чтобы иметь возможность сказать: физика — это только геометрия. Сам Эйнштейн становился все более раздражительным, когда речь заходила о его работе, и все менее охотно обсуждал ее с другими физиками. Во время одного из своих визитов в Англию, в начале 30-х годов, Эйнштейн прочитал лекцию о единой теории поля в одной из женских школ в северной Англии (дирекция школы сохранила доску, исписанную сложными тензорными выражениями), но отказался обсуждать эту теорию в университете в Кембридже... Когда автор [Дж. Гамов] во время II мировой войны навещал Эйнштейна в его тихом доме в Принстоне, то находил его всегда полным обаяния и вспоминает много поучительных и интересных разговоров о самых различных достижениях современной физики. На столе Эйнштейна лежали разбросанные листы бумаги, заполненные сложными тензорными выражениями, относящимися, несомненно, к единой теории поля. Но об этом Эйнштейн никогда не разговаривал. Сейчас он наверняка в раю и должен знать, на правильном ли пути он находился, пытаюсь геометризовать всю физику» (Дж. Гамов «Биография физики»).

1921 О. Штерн (1888—1969) и В. Герлах (1889—1979) доказали экспериментально, что магнитный момент электрона в атоме приобретает только дискретные значения. В экспериментах Штерна и Герлаха пучок атомов серебра расщеплялся неоднородным магнитным полем на два пучка, которые, по их мнению, соответствовали двум различным $\pm \hbar$ проекциям на направление магнитного поля орбитального момента электрона в атомах серебра (в то время считалось, что у орбитального момента нет нулевых проекций). В действительности расщепление пучков в опыте Штерна и Герлаха соответствовало различным проекциям на направление магнитного поля пока еще не открытого спина электрона.

1922 А. Эйнштейн получил Нобелевскую премию 1921 г. за заслуги в области теоретической физики и открытие закона фотоэлектрического эффекта.

— Н. Бор получил Нобелевскую премию за заслуги в исследовании структуры атомов и испускаемого ими излучения.

— А. А. Фридман (1888—1925) опубликовал статью «О кривизне пространства», в которой привел новое, нестационарное решение уравнений общей теории относительности Эйнштейна, примененных к описанию Вселенной. «Интересно проследить, как отнесся Эйнштейн к этому неожиданному для него результату. Вскоре после опубликования первой работы Фридмана появилась заметка Эйнштейна, в которой он несколько

высока говорит, что результаты Фридмана показались ему подозрительными и что он нашел в них ошибку, по исправлении которой решение Фридмана приводится к стационарному. В то время (1923 г.) в заграничной командировке был Ю.А.Крутков, который, по просьбе Фридмана, виделся в Берлине с Эйнштейном и с большим трудом (как он мне говорил) убедил последнего в его неправоте. В результате дискуссий между Крутковым и Эйнштейном вскоре появилась вторая заметка Эйнштейна, в которой тот полностью признает свою ошибку и дает высокую оценку результатам Фридмана. Такая готовность Эйнштейна — великого ученого, стоявшего тогда на вершине своей славы, — признать свою ошибку заслуживает быть отмеченной. В заключение необходимо сказать, что результаты Фридмана — доказательство возможности нестационарной (в частности, расширяющейся) Вселенной — имеют гораздо большее значение, чем то, какое он сам им придавал. Фридман не раз говорил, что его дело — указать возможные решения уравнений Эйнштейна, а там пусть физики делают с этими решениями, что они хотят. Но впоследствии найденные Фридманом решения космологических уравнений получили применение в астрономии. Это произошло уже после безвременной кончины Фридмана, тогда, когда было открыто (Хэбблом и другими) красное смещение в спектрах удаленных галактик, истолкованное как доплеровский эффект от расширения Вселенной. Таким образом, работы Фридмана проложили путь к дальнейшему развитию науки о Вселенной как науки не только теоретической, но и наблюдательной, и в этом их немеркнущее значение» (В.А.Фок, 1963).

1923 Р. Милликен получил Нобелевскую премию за работы по измерению элементарных электрических зарядов и фотоэффекту.

— А.Комптон (1892—1962) и независимо П.Дебай (1884—1966) произвели работы, которые объяснили результаты эксперимента Комптона (1922), подтвердившего представление о том, что квант света переносит не только энергию, но и импульс. «Великое открытие» Комптона, как тогда говорили, убедило даже наиболее сомневающихся скептиков в реальности квантов света — фотонов.

— Л. де Бройль (1892—1987) опубликовал три статьи, послужившие отправной точкой для создания волновой механики. Сам де Бройль писал об этом так: «В первой статье, руководствуясь релятивистскими соображениями, я установил в настоящее время широко известную связь между движением свободной частицы и распространением волны, которую я предложил связать с частицей; я показал, что мои новые идеи позволяют дать простое истолкование условий квантовой устойчивости для движения электронов внутри атома... начавшееся с 1923—1924 годов развитие волновой механики очень ясно показало, что истинный смысл постоянной h заключается в том, чтобы служить соединительной черточкой между корпускулярной стороной и волновой стороной элементарных единиц вещества и излучения. Основная идея волновой механики, как она представлялась вначале автору настоящей статьи, состояла в распространении на все частицы вещества двойственности аспекта «волна и частица», открытой Эйнштейном для случая света...»

1924 Ш.Бозе (1894—1974) прислал Эйнштейну свою отвергнутую рецензентами английского журнала статью «Закон Планка и гипотеза световых квантов», в которой содержался новый вывод формулы Планка. Эйнштейн оценил его как «большое достижение», сам перевел статью Бозе на немецкий язык, и вскоре она была опубликована в немецком журнале.

— Л. де Бройль защитил диссертацию перед комиссией в составе Ж.Перрена, Э.Картана, Ш.Могена и П.Ланжевена. Последний передал диссертацию де Бройля Эйнштейну. Эйнштейн привлек к работам де Бройля внимание Э.Шредингера.

— В.Боте (1891—1957) разработал метод совпадений, благодаря которому было сделано много важных открытий в ядерной физике и физике элементарных частиц.

1925 Эйнштейн опубликовал статью «К квантовой теории идеального газа», появившуюся благодаря работам Бозе и де Бройля, где ввел в статистическую физику новую, квантовую, статистику — статистику Бозе — Эйнштейна.

— В.Паули (1900—1958) в статье «О связи заполнения атомных оболочек в атоме со сложным строением поля» сформулировал новый принцип — принцип запрета: в атоме не может существовать двух или больше эквивалентных электронов с одинаковыми значениями квантовых чисел. Эта статья поступила в редакцию журнала в январе, а в мае в письме к Кронигу Паули писал: «Физика теперь снова зашла в тупик, во всяком случае для меня она слишком трудна, и я предпочел бы быть комиком в кино или кем-нибудь вроде этого и не слышать ничего о физике!» В июле Паули получил от Гейзенберга рукопись статьи «О квантово-теоретическом истолковании кинематических и механических соотношений», положившей начало новой квантовой теории. В октябре Паули сообщил Кронигу: «Механика Гейзенберга снова вернула мне радость жизни и надежду...»

— В.Гейзенберг работал приват-доцентом в Гёттингенском университете и в мае 1925 г. поехал на две недели в отпуск на остров Гельголанд, чтобы на морском воздухе справиться с сениной лихорадкой. Там и родилась новая квантовая механика. Гейзенберг так описывает свое состояние в тот момент, когда он понял, что родилась новая физическая теория: «В первый момент я до глубины души испугался. У меня было ощущение, что я гляжу сквозь поверхность атомных явлений на лежащее глубоко под нею основание поразительной внутренней красоты, и у меня почти кружилась голова от мысли, что я могу теперь проследить всю полноту математических структур, которые там, в глубине, развернула передо мной природа. Я был так взволнован, что не мог и думать о сне. Поэтому я вышел в уже начинавшихся рассветных сумерках из дома и направился к южной оконечности острова, где одиноко выступавшая в море скала-башня всегда дразнила во мне охоту взобраться на нее. Мне удалось это сделать без особых трудностей, и я дождался на ее вершине восхода солнца». Вернувшись в Гёттинген, он показал работу М.Борну, на которого она произвела глубокое впечатление. М.Борн отослал ее в печать, а сам вскоре понял, что новое исчисление Гейзенберга совпадает с матричным исчислением. В сентябре М.Борн (1882—1970) и П.Иордан (1902—1980) отправили в печать статью «О квантовой механике», в которой теория Гейзенберга

была представлена в простой математической форме. «Для меня было совершенно ясно огромное значение замкнутой и красивой математической формы, которую Борн и Йордан придали новой теории», — писал Гейзенберг. Но Паули был другого мнения. В уже упоминавшемся письме Кронигу он писал: «Механика Гейзенберга снова вернула мне радость жизни и надежду. Хотя она и не дает решения загадки, но я верю, что теперь снова можно продвигаться вперед. Прежде всего надо освободить механику Гейзенберга от гёттингенской формальной оболочки учености, чтобы лучше раскрыть ее физическое содержание». Паули считал, что все эти матрицы, гильбертовы пространства, собственные векторы, собственные значения только портят физические идеи Гейзенберга. Он слал Гейзенбергу в Копенгаген письма, полные сарказма, и в конце концов выведенный из себя Гейзенберг ответил Паули так: «Твои постоянные оскорбления Копенгагена и Гёттингена — ужасный позор. Ты выпущен будешь признать, что, во всяком случае, мы не собираемся разрушить физику из злостных намерений. Когда ты бранишь нас, что мы такие ослы, что не придумали ничего физически нового, то это вполне может быть правдой. Но тогда ты такой же болван, потому что ты тоже не даешь ничего нового...» Эти слова задели Паули, он смирился и блестяще применил всю возмущавшую его формальную математическую ученость к атому водорода. Гейзенберг писал об этом: «Сам я был тогда несколько удручен тем, что мне никак не удавалось вывести из новой теории простой спектр водорода. Однако уже в октябре того же года Паули преподнес мне сюрприз: законченную квантовую механику атома водорода. Мой ответ от 3 ноября начинался словами: «Едва ли нужно писать, как сильно я радуюсь новой теории водорода и насколько велико мое удивление, что ты смог так быстро ее разработать» (Дж. Мехра «Рождение квантовой механики»).

— Гейзенберг побывал не только в Копенгагене у Н.Бора, но и в Голландии у П.Эренфеста и в Англии, в Кембридже. «...в конце октября, когда я снова был в Гёттингене, я получил от Дирака из Кембриджа письмо, где он сообщал мне свою форму квантовой механики, построенную на основе моих кембриджских сообщений», — писал Гейзенберг. Статья П.А.М.Дирака «Основные уравнения квантовой механики» поступила в редакцию журнала 7 ноября 1925г. В ней установлена фундаментальная связь между классической механикой и квантовой: если скобка Пуассона двух физических величин u и v в классической механике $uv = w$, то коммутатор соответствующих операторов в квантовой механике $[uv] = uv - vu = -i\hbar w$.

«В одно из октябрьских воскресений 1925 года, когда, несмотря на твердое желание отдохнуть на прогулке, я усиленно размышлял над разностью $uv - vu$, мне пришла в голову мысль о скобке Пуассона. Мне вспомнилось, что в продвинутых курсах динамики я кое-что читал о таких странных величинах, как скобка Пуассона, и мне показалось, что существует тесная аналогия между скобкой Пуассона для величин u и v и коммутатором $uv - vu$.

Лишь только меня осенила эта идея, я сразу пришел в возбужденное, которое вскоре, естественно, сменилось реакцией: «Не может быть, это — ошибка».

Я плохо помнил, что такое скобка Пуассона, и не знал для нее точной формулы. В моей голове были лишь смутные воспоминания. Но скобка Пуассона таила в себе замечательные возможности, и я подумал, что, может быть, мне удастся сделать великое открытие. Я был очень обеспокоен сложившейся ситуацией и чувствовал себя обязанным освежить свои знания о скобке Пуассона, найдя хотя бы ее определение.

За городом это было невозможно, поэтому мне оставалось поспешить домой и поискать что-нибудь о скобке Пуассона. Я просмотрел свои записи, те, которые я делал на разных лекциях, но там не нашлось ни одного упоминания о скобке Пуассона. Имевшиеся у меня учебники были слишком элементарными и не содержали таких сведений. Больше я просто ничего не мог сделать, потому что в воскресенье вечером библиотеки не работали. В мучительном ожидании я пропел ночь, ничего не зная о том, стояла ли чего-нибудь моя идея, но в течение этой ночи уверенность моя крепла. Наутро я бросился в библиотеку прямо к открытию и, найдя в «Аналитической динамике» Уинеккера скобку Пуассона, обнаружил, что это как раз то, что мне нужно» (П.А.М.Цирак «Воспоминания о необычайной эпохе»).

— В конце ноября была опубликована статья Д.Уленбека и С.Гаудсмита «Замена гипотезы о немеханическом натяжении предположением о внутреннем состоянии каждого отдельного электрона». В ней впервые в печати было высказано предположение о том, что у электрона существует внутренний момент количества движения — спин. Вспомнивая через 40 лет о том, как был открыт спин электрона, Гаудсмит говорил, что у него есть «...одна претензия к историкам физики. Они изображают дело так, как будто вся физика создана горстью гениев. Это горькая несправедливость по отношению ко многим физикам, благодаря которым стали возможны великие открытия гениев». История открытия спина — это история о том, как три молодых физика (третьим был Л.Томас (р.1903)) сделали то, чего не смогли сделать гении. Все началось с того, что Гаудсмит рассказал Уленбеку о принципе Паули и о четырех квантовых числах электрона в атоме. Уленбек «немедленно указал на то, что это означает наличие у всех электронов четырех степеней свободы, как если бы каждый электрон имел спин». Уленбек и Гаудсмит поделились своей идеей с Эренфестом. Эренфест, заметив, что это «либо очень важно, либо чепуха», предложил написать небольшую заметку и отправил их к Лоренцу. Через несколько дней Лоренц убедил Уленбека и Гаудсмита, что это все-таки чепуха, что представление об электроме как вращающемся шарике встречается с непреодолимыми трудностями. Уленбек и Гаудсмит решили не публиковать свою заметку, однако Эренфест уже отослал ее в печать. «В тот же день, как появилась наша работа, — вспоминал Гаудсмит, — Гейзенберг прислал мне письмо, в котором он назвал ее «смелой заметкой» и одновременно спросил, как мы избавились от коэффициента 2. Мы были в большом смущении — какой коэффициент 2?» Оказалось, что идея о спине электрона сталкивалась еще с одним затруднением: расчет тонкой структуры — разности энергией между состояниями с противоположно направленными спинами — давал для дублетного расщепления значение в 2 раза больше наблюдаемого. А этот расчет проводили многие, среди них Эйнштейн, Бор;

Гейзенберг! Совершенно неожиданно выход из затруднения был найден Томасом, который показал, что множитель 2 — это релятивистский эффект и получается, если при расчете последовательно использовать теорию относительности.

— П.Блэкетт (1897—1974), получив в камере Вильсона фотографии расщепления ядер азота альфа-частицами, зафиксировал следы протона. 1929 Дж. Франк и Г.Герц получили Нобелевскую премию 1925г. за исследование столкновений электронов с атомами.

— Вышла из печати статья Л.Томаса «Движение вращающегося электрона».

— Э.Шредингер опубликовал четыре статьи под общим названием «Квантование как задача о собственных значениях», статью «Об отношении квантовой механики Гейзенберга — Борна — Иордана к моей», в которой доказал, что его волновая механика математически эквивалентна матричной механике Гейзенберга. «1925 год начался с сенсации. Сначала по слухам, а затем в виде корректурных листов мы получили сведения о первой работе Шредингера по волновой механике, где задача определения энергетических уровней в атоме водорода решалась просто как проблема отыскания собственных значений для трехмерных материальных волн. Физическая картина, из которой исходил Шредингер, принадлежала Луи де Бройлю и выглядела совершенно иначе, чем принятая нами за основу атомная модель Бора» (В.Гейзенберг «Первые шаги квантовой механики в Гёттингене»). «Гейзенберг был глубоко убежден, что решение проблем атомной механики должно привести к одной единственной общей математической схеме, и когда он открыл свою, он полагал, что это и есть искомая единственная схема. С появлением теории Шредингера Гейзенберг был сильно расстроен и считал, скорее даже надеялся, что эта теория окажется неправильной... Он писал Паули: «Чем больше я размышляю о физической части теории Шредингера, тем более отвратительной она мне кажется» (Дж.Мехра «Рождение квантовой механики»). В 1968 г. Гейзенберг рассказывал: «Я помню одну лекцию Шредингера и последовавшую за ней дискуссию летом 1926 г.... Шредингер читал лекцию о волновой механике. Он был приглашен Зоммерфельдом. Здесь же присутствовал физик-экспериментатор Вильгельм Вин... Экспериментаторам в Мюнхене очень не нравилась игра в квантовые уровни, квантовые скачки, они называли ее атомистикой, т.е. мистикой атома, и она им казалась столь непохожей на классическую физику, что и не стоило ее принимать всерьез. Поэтому Вильгельму Вину было очень приятно услышать новую интерпретацию Шредингера... После лекции Шредингера я принял участие в дискуссии и высказал свое мнение, что при такой интерпретации нельзя понять даже закон Планка. Ведь, в конечном счете, закон Планка основан на настоящей квантовой теории, на прерывном изменении энергии и т.п. При этом Вин настолько рассердился на мое замечание, что среагировал следующим образом: «Мы понимаем, молодой человек, ваше сожаление по поводу необходимости забыть квантовую механику, квантовые скачки и остальное, но вы увидите, как очень скоро Шредингер решит все эти проблемы!» Я упомянул этот эпизод только для того, чтобы показать, как страстно бывает отношение физиков к подобного рода вещам. Конечно, мне

абсолютно не удалось убедить ни Вина, ни Шредингера, но в результате Бор пригласил Шредингера в Копенгаген. В 1926 г. Шредингер приехал в Копенгаген. Бор, очень благожелательный, чуткий человек, самый обходительный во всех отношениях, иногда мог быть почти фанатиком. Я помню, что, где бы Шредингер ни появлялся, здесь же обязательно стоял и Бор, убеждавший: «Нет, Шредингер, вы обязательно должны понять, обязательно!» Через два дня Шредингер заболел. Ему пришлось лечь в постель, жена Бора приносила ему чай, пирожки и т.п., а Бор все время сидел у его постели: «Нет, Шредингер, вы должны понять». После этого Шредингер, наконец, понял, что с интерпретацией квантовой механики дело обстоит гораздо сложнее, чем он думал» (У В. Вина были основания сердиться на Гейзенберга. Когда в 1923 г. Гейзенберг оканчивал Мюнхенский университет, то «кроме теоретической физики, по которой он экзаменовался у Зоммерфельда с большим успехом, он должен был сдать экзамен по экспериментальной физике Вилли Вину (автору известного закона, носящего его имя). Вин задавал Гейзенбергу вопросы по теории аккумуляторов и о разрешающей силе микроскопов, телескопов и интерферометра Фабри—Перо — вопросы, на которые Гейзенберг не мог ответить. Вин настаивал на выставлении неудовлетворительной оценки, но вмешательство Зоммерфельда спасло положение, и Гейзенберг получил наименьшую возможную оценку «удовлетворительно»... Как добросовестный немецкий студент, Гейзенберг изучил вопрос о разрешающей силе оптических приборов и применил эти идеи в 1927 г. в своем мысленном эксперименте с гамма-микроскопом в связи с рассмотрением принципа неопределенности» (Дж. Мехра «Рождение квантовой механики»). В 1961 г. в некрологе «Профессор Эрвин Шредингер» Дирак писал: «Он мне рассказывал, каким путем он пришел к своему крупному открытию... В 1924 г. де Бройль опубликовал работу о волнах, связанных с движением свободных частиц. Эта работа оказала глубокое влияние на Шредингера, и он взялся за попытку обобщения волн де Бройля на несвободные частицы. В конце концов он получил ясное решение проблемы, сводящее появление энергетических уровней к собственным значениям некоторого оператора. Он немедленно применил свой метод к электрону в атоме водорода, правильно учитывая релятивистскую механику для движения электрона, так, как это делал де Бройль. Результат не совпал с наблюдениями. Теперь мы знаем, что метод Шредингера вполне корректен и что расхождение обязано исключительно тому, что в своих расчетах он не учел спина электрона. Но в то время спин электрона не был известен. Шредингер был сильно разочарован, он решил, что его метод не пригоден и оставил его. Лишь через несколько месяцев он вернул к нему и тогда заметил, что при релятивистской трактовке электрона его метод дает результаты, согласные с наблюдениями в нерелятивистском приближении. Он подробно изложил все это в статье, опубликованной в 1926 г. В этом позднейшем варианте и представило перед миром волновое уравнение Шредингера.

— М. Борн (1882—1970) опубликовал статью «К квантовой механике процессов столкновений», в которой впервые предложил рассматривать волновую функцию, удовлетворяющую уравнению Шредингера, как

функцию, описывающую волну вероятности. Таким образом возникла статистическая интерпретация волновой механики.

— О.Клейн (1894—1977), В.Гордон (1893—1939), В.А.Фок (1898—1974) опубликовали статьи, в которых ввели и проанализировали релятивистское волновое уравнение, с которого начинал Шредингер. Дирак писал об этом: «Впоследствии Клейн и Гордон воскресили релятивистское уравнение Шредингера и опубликовали его. С тех пор оно называется уравнением Клейна—Гордона и используется для описания заряженной релятивистской частицы, спин которой равен нулю. Поскольку подобной заряженной частицы тогда не знали, работа Клейна и Гордона сыграла роль лишь в развитии математического аппарата и не имела непосредственного физического применения. Таким образом, у Клейна и Гордона хватило смелости опубликовать уравнение, не имеющее никакого отношения к экспериментальным результатам, а у Шредингера этой смелости не было».

— Э.Ферми (1901—1954) в статье «О квантовании идеального одноатомного газа» и П.Дирак в статье «К теории квантовой механики» ввели новую квантовую статистику — статистику Ферми—Дирака. В своих воспоминаниях Дирак писал: «Вскоре после публикации я получил письмо от Ферми. Ферми указывал, что предложенная мной статистика совсем нова и что он сам ввел ее некоторое время назад. Ссылку на свою статью Ферми мне сообщил. Посмотрев работу, я увидел, что Ферми прав. Статистика, которую он рассматривал, обладала таким свойством, что ни в одном состоянии не могло находиться больше одной частицы. Читая работу Ферми, я вспомнил, что видел ее прежде, но совершенно забыл об этом... В результате я отправил Ферми письмо, полное извинений. Сознавая, что у Ферми были причины обидеться на меня, я должен был его умиротворить. Наверное, Ферми меня простил, ибо больше не писал мне писем на эту тему, а потом, когда мы встретились, разговаривал со мной очень дружелюбно. Мы никогда не спорили о том, кто является вторым упомянутой статистики, и ее часто связывают с нами обоими. Однако из опубликованных материалов очевидно, что первооткрывателем был Ферми, а я в своей более поздней работе показал, как новая статистика может быть согласована с квантовой механикой».

1927 А.Комптон получил Нобелевскую премию за открытие эффекта, носящего его имя.

— Ч.Вильсон получил Нобелевскую премию за создание метода, позволяющего наблюдать следы заряженных частиц с помощью конденсации пара.

— К.Дэвиссон (1881—1958), Л.Джермер (1896—1971) и независимо Дж.П.Томсон (1892—1975) наблюдали явление дифракции электронов на кристаллах и тем самым подтвердили представление о волновой природе электронов.

— В.Паули опубликовал статью «К квантовой теории магнитного электрона», в которой построена теория электрона со спином, введены двухкомпонентные волновые функции — спиноры, матрицы, называемые матрицами Паули. Паули долгое время был непреклонным противником представления о вращающемся электроне. Он не мог смириться с

классическим характером этого представления, с его неспособностью правильно описывать дублетное расщепление линий в атомных спектрах. Только после появления работы Томаса Паули примирился с представлением о спине и развил математический аппарат, необходимый для его описания.

— В статье «О наглядном содержании кванвотеоретической кинематики и механики» В. Гейзенберг ввел соотношения неопределенностей.

— П. Дирак опубликовал статью «Квантовая теория эмиссии и поглощения излучения», в которой впервые было введено квантовое поле. «В процессе работы, — писал Дирак, — мне пришла в голову одна из неизвестно откуда родившихся идей. Я подумал: «Что будет, если взять волновое уравнение Шредингера и попробовать применить процесс квантования к самой волновой функции?» Всегда считалось, что волновая функция выражается обычными числами, т. е. c -числами. Возникает вопрос, что будет, если превратить их в q -числа и предположить, что они не коммутируют с им сопряженными?» В результате родилась теория, эквивалентная теории излучения, которой я занимался, и появился альтернативный подход к задаче. Так возник метод, известный как теория вторичного квантования».

— В. Гайтлер (1904—1981) и Ф. Лондон (1900—1954) с помощью квантовой механики объяснили, почему два атома водорода (если спины их электронов антипараллельны) могут образовать молекулу водорода.

— Ю. Вигнер (р. 1902) ввел представление о четности волновой функции как о характеристике ее поведения при зеркальном отражении и сформулировал закон сохранения четности в квантовой механике.

— Л. Томас и независимо Э. Ферми разработали приближенную схему описания свойств многоэлектронных атомов (модель Томаса—Ферми).

— Л. Д. Ландау (1908—1968) ввел в квантовую механику понятие матрицы плотности.

1928 П. Дирак опубликовал две статьи под общим названием «Квантовая теория электрона», в которых ввел новое релятивистское волновое уравнение, описывающее электрон, обладающий спином. Дирак рассказывает в своих воспоминаниях: «Помню случай, который произошел на Сольвеевском конгрессе 1927 года. Однажды перед началом лекции ко мне подошел Бор и спросил: «Над чем Вы сейчас работаете?» Я ответил: «Пытаюсь построить релятивистскую теорию электрона». Бор тогда сказал: «Но ведь Клейн уже решил эту задачу». Я был несколько обескуражен и стал объяснять ему, что решение Клейна, основанное на уравнении Клейна—Гордона, неудовлетворительно, так как его нельзя согласовать с моей общей физической интерпретацией квантовой механики. Мне, однако, почти ничего не удалось объяснить, потому что наш разговор был прерван началом лекции и вопрос повис в воздухе». Вскоре Дирак нашел уравнение, которое согласовывалось с его общей физической интерпретацией квантовой механики. «Я обнаружил из этого уравнения, — писал Дирак, — что электрон обладает спином, равным $1/2$, и магнитным моментом и что значения спина и магнитного момента согласуются с экспериментальными. Полученный результат был совершенно неожиданным, так как он означал, что простейшее решение задачи построения релятивистской квантовой теории частицы соответствует частице со спином. Я считал, что

простейшее решение получится для частицы без спина, а уже затем нужно будет ввести спин». К тридцатилетнему работ Дирака его статьи были переведены на русский язык и в 1959 г. опубликованы в 22-м томе «Трудов института истории естествознания и техники». Этой публикации предшествует небольшая заметка Дирака «Современное состояние релятивистской теории электрона», в которой он писал: «Развитие релятивистской теории электрона можно рассматривать сейчас примером того, как неверные доводы приводят иногда к ценному результату. Эти доводы основывались на общем требовании квантовой механики, чтобы преобразование, связывающее волновую функцию, отнесенную к определенному времени, с волновой функцией, отнесенной к более позднему моменту времени, было унитарным. Лишь при унитарных преобразованиях можно быть уверенным, что интерпретация теории никогда не приведет к отрицательным значениям вероятностей. Поэтому было сделано допущение, что в корректной теории электрона должно существовать унитарное преобразование, связывающее волновую функцию, описывающую электрон в определенный момент времени, с волновой функцией, описывающей его в более поздний момент времени. Было найдено, что такой закон преобразования, объединенный с принципом относительности, приводит к электрону с полуцелым спином ($\sim \hbar / 2$), а также к магнитному моменту электрона, согласующемуся с экспериментом. Эти выводы были весьма удовлетворительны. Однако недостатки этой аргументации стали проявляться при дальнейшем развитии теории. Для того чтобы дать интерпретацию состояниям с отрицательной энергией, которые вытекают из этой теории, приходится рассматривать пары электронов—позитронов, которые образуются и аннигилируют. Следовательно, мы имеем уже не теорию одной частицы, а теорию многих частиц, в которой число частиц непрерывно меняется. Необходимо, чтобы полная волновая функция, описывающая многие частицы, изменялась в зависимости от времени, согласно закону унитарного преобразования. Однако из этого ни в коем случае не следует, что волновая функция отдельного электрона должна изменяться согласно этому закону, и поэтому электрон вовсе не должен обладать полуцелым спином».

— Дж. Гамов (1904—1968) и независимо Р. Гёрни (1899—1953) и Э. Кондон (1902—1974) разработали теорию альфа-распада как туннельного перехода альфа-частицы через потенциальный барьер.

1929 Л. де Бройль получил Нобелевскую премию за открытие волновой природы электронов.

— Г. Вейль (1885—1955) опубликовал статью «Электрон и гравитация», в которой показал, что если в уравнении Дирака массу положить равной нулю, то уравнение Дирака распадается на два несвязанных двухкомпонентных уравнения (уравнения Вейля). Паули отверг эти уравнения как неприменимые к физическим объектам в связи с тем, что уравнение Вейля неинвариантно относительно пространственного отражения. Применение уравнения Вейля было найдено только в 1957 г. после открытия того, что не все законы природы инвариантны относительно пространственных отражений.

— Возникла серьезная трудность в протонно-электронной теории строения атомных ядер («азотная катастрофа»). В. Гайтлер, Г. Герцберг и независимо в 1930 г. Ф. Разетти, проанализировав чередование интенсивностей линий молекулярных спектров азота, установили, что ядра азота подчиняются статистике Бозе — Эйнштейна. В то время как по теории ядро азота, состоящее, как считалось, из 14 протонов и 7 электронов, должно подчиняться статистике Ферми — Дирака.

— Э. Хаббл (1889—1953), сопоставив скорости галактик с расстоянием до них, обнаружил, что эти величины линейно зависимы (закон Хаббла). Открытие Хабблом явления разбегания галактик подтвердило теорию расширяющейся Вселенной А. А. Фридмана.

1930 П. Дирак опубликовал статьи «К теории электронов и протонов», «Об аннигиляции электронов и протонов». Уравнение Дирака допускало существование электронов с отрицательной энергией. Дирак предположил, что все состояния электронов с отрицательной энергией заняты («море Дирака») и что «дырки» в этом «море» ведут себя как частицы с положительным зарядом. В то время «...все были абсолютно уверены, что кроме электрона и протона других элементарных частиц в Природе нет... Что же мне было делать с дырками? Лучшее, до чего я мог додуматься, — предположить, что масса дырки не равна массе электрона», — писал Дирак в своих воспоминаниях. В действительности же, дырки оказались положительно заряженными античастицами электронов — позитронами — и вскоре были обнаружены экспериментально.

— В Боте и Г. Бекер в ходе бомбардировки ядра легких элементов, таких, как бор и бериллий, альфа-частицами, обнаружили излучение с большой проникающей способностью, которое, по их мнению, имело электромагнитную природу. На самом деле это были нейтроны.

— На Сольвеевском конгрессе в Брюсселе продолжились дискуссии Эйнштейна и Бора, которые касались оснований квантовой теории и начались на предыдущем конгрессе в 1927 г. Гейзенберг писал о них: «...собрались Планк, Эйнштейн, Лоренц, Бор, Луи де Бройль, Борн, Шредингер, а из молодого поколения — Крамерс, Паули, Дирак, и дискуссия вылилась вскоре в дуэль между Эйнштейном и Бором по вопросу о том, можно ли рассматривать квантовую теорию в ее сложившейся к тому времени форме как окончательное решение проблем, обсуждавшихся в течение нескольких десятилетий. Мы встречались большей частью уже за завтраком в отеле, и Эйнштейн начинал описывать мысленный эксперимент, призванный, как ему казалось, выявить внутренние противоречия копенгагенской интерпретации... Как правило, к вечеру у Бора был готов исчерпывающий анализ мысленного эксперимента, преподносившийся Эйнштейну за ужином. Эйнштейн не имел ничего возразить по существу против этого анализа, но убежденности в душе не чувствовал. Голландский друг Бора Эренфест сказал ему: «Эйнштейн, мне стыдно за тебя; ведь ты сейчас ведешь себя по отношению к квантовой теории точно так же, как противники теории относительности, когда они тщетно пытались опровергнуть твою теорию». В последний день Эйнштейн явился на завтрак со своим известным (разобранным в статье Бора к семидесятилетию Эйнштейна) мысленным экспериментом, предполагавшим определение

цвета светового кванта посредством взвешивания источника света до и после излучения этого кванта. Поскольку дело здесь касалось силы тяготения, анализ должен был включать теорию гравитации, а тем самым и общую теорию относительности. Особенным триумфом было то, что к вечеру Бор сумел, используя как раз эйнштейновские формулы общей теории относительности, показать, что и при данном эксперименте соотношения неопределенности остаются в силе и, значит, возражение Эйнштейна необоснованно. Отныне копенгагенскую интерпретацию квантовой теории можно было считать утвердившейся».

1931 Спасая закон сохранения энергии и закон сохранения углового момента, кажущееся нарушение которых наблюдалось при бета-распаде атомных ядер, В. Паули на заседании Американского физического общества в Пасадене высказал гипотезу о существовании нейтрино — частицы с нулевой массой и нулевым электрическим зарядом, но с отличным от нуля спином, равным $1/2$. «Дело мне казалось еще очень сомнительным, и я решил не печатать свой доклад», — говорил Паули 26 лет спустя. Астрофизик Ф. Хойл, выступавший на симпозиуме по нейтрино в Лондоне в 1966 г., рассказал историю, которую ему поведал Вальтер Бааде, астроном и близкий друг Паули. Их дружба началась при довольно курьезных обстоятельствах... «Однажды Бааде получил ответственное задание встретить на вокзале специалиста по теории относительности Вольфганга Паули, любезно согласившегося написать обзор по теории относительности для физической энциклопедии. Вполне естественно, Бааде ожидал увидеть величественную персону, ведь как-никак этот человек брался за дело, которое не могли сделать ни Зоммерфельд, ни сам Эйнштейн, поэтому он предстал на вокзале одетым по всей форме в свой единственный костюм. Однако среди сошедших с поезда никого даже с натяжкой нельзя было принять за маститого ученого. Бааде обратился было к нескольким достаточно степенным пассажирам, но безуспешно. В конце концов он был вынужден подойти и к юноше в шортах. Успех — Паули!... Случилось, что несколько лет спустя Бааде и Паули оказались под одной крышей. В один из вечеров Паули вошел со словами: «Я сделал сегодня что-то ужасное. Физик-теоретик никогда не следует делать такого. Я предположил нечто, что никогда нельзя будет проверить экспериментально». Бааде тут же заключил пари на шампанское — любимый напиток Паули, — что придет день, когда это нейтрино будет зарегистрировано. Когда много лет спустя Коуэн и Рейнес и в самом деле зарегистрировали нейтрино, Паули выставил шампанское, чему я могу быть свидетелем, поскольку мне довелось выпить часть проспоренного».

— Э. Лоуренс (1901—1958) и М. Ливингстон (р. 1905) построили первый циклотрон.

1932 К. Андерсон (р. 1905) обнаружил позитроны в космических лучах с помощью камеры Вильсона, помещенной в магнитное поле, следы положительно заряженных частиц с массой, много меньшей массы протона.

— И. Кюри и Ф. Жолио обнаружили, что «бериллиевое» излучение Боте и Бекера выбивает быстрые протоны из парафина и других водородсодержащих веществ. Это явление они истолковали как результат комптоновского рассеяния высокоэнергетических гамма-квантов на протонах.

— Дж. Чадвик (1891—1974) открыл нейтрон. Э. Резерфорд, у которого работал Чадвик, высказал предположение о существовании нейтрона еще в 1920 г. С тех пор мысль о нейтроне не покидала ни Резерфорда, ни Чадвика. Прочитав статью Кюри и Жолио, Чадвик в то же утро встретился с Резерфордом. «Рассказав ему о наблюдении Кюри, Жолио и их истолковании своего наблюдения, я заметил на его лице растущее удивление; наконец, он воскликнул: «Я не верю этому!» Подобная вспыльчивость была не свойственна ему, и за все время моего продолжительного союза с ним я не припомню другого такого случая... Мне было ясно, что наблюдения Кюри-Жолио нельзя приписать эффекту Комптона, с которым мне не раз приходилось сталкиваться. Я был уверен, что здесь что-то новое и неизвестное. Несколько дней напряженной работы оказались достаточно, чтобы показать, что эти странные эффекты обязаны своим происхождением нейтральной частице; мне удалось измерить также ее массу. Нейтрон, существование которого предположил Резерфорд в 1920 г., наконец обнаружил себя» (Дж. Чадвик «Воспоминания о поисках нейтрона»).

— Д. Д. Иваненко (р. 1904) и В. Гейзенберг высказали гипотезу о том, что ядра состоят из протонов и нейтронов.

— Э. Майорана (1906—1938), проанализировав опыты Жолио-Кюри, пришел к выводу о существовании нейтрона, который он называл «нейтральным протоном». Майорана стал развивать модель ядра, состоящего из протонов и «нейтральных» протонов, и довольно далеко продвинулся в описании сил, действующих между этими частицами. Эти исследования Майорана не опубликовал. В 1938 г. Майорана исчез при невыясненных обстоятельствах. Э. Ферми говорил о своем друге Э. Майорана: «...существуют разные категории ученых, есть люди второго и третьего ранга, которые работают на пределе своих возможностей, но не уходят слишком далеко. Есть люди первого класса, которые делают большие открытия, фундаментальные для развития науки. Но существуют и гении, подобные Галилею и Ньютону. Этторе Майорана был одним из них».

— Г. Юри (1893—1981) с сотрудниками с помощью спектроскопического анализа обнаружил тяжелый водород — дейтерий.

— В. Гейзенберг ввел понятие изотопического пространства.

— Э. Ферми опубликовал обзор «Квантовая теория излучения», сыгравший важную роль в последующем развитии квантовой электродинамики.

— В. А. Фок последовательно вывел основные соотношения метода вторичного квантования и предложил метод конфигурационного пространства для описания систем с переменным числом частиц.

— Дж. Кокрофт (1897—1967) и Э. Уолтон (р. 1903) расщепили ядро лития ускоренными протонами. Эта же реакция расщепления ядра лития

$$p + {}^7_3\text{Li} \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^4_2\text{He}$$
 была осуществлена в УФТИ несколькими месяцами позднее. 22 октября в «Правде» было напечатано сообщение директора УФТИ И. В. Обреимова, в котором говорилось: «10 октября научным сотрудникам УФТИ гг. К. Д. Сиельникову, А. И. Лейпуискому, А. К. Вальтеру и Г. Д. Латыцеву первым в СССР и вторым в мире удалось осуществить

разрушение ядра лития путем бомбардировки ядрами водорода, ускоренными в разрядной трубке. Достижение института открывает громадные возможности в исследовании строения атомных ядер, УФТИ ведет дальнейшие количественные опыты по исследованию ядра лития и строит более мощную установку для разрушения ядер других элементов».

1933 В.Гейзенберг (1901—1976) получил Нобелевскую премию 1932 г. за создание квантовой механики.

— Э.Шредингер (1887—1961) и П.А.М.Дирак (1902—1984) получили Нобелевскую премию за создание новых перспективных форм атомной теории.

В 1946 г. В.Гейзенберг произнес перед студентами Гёттингенского университета речь под названием «Наука как средство взаимного понимания народов». В ней он говорил: «Летом 1925 года я поехал в Кембридж и там в колледже, в лаборатории русского физика Капицы, сделал сообщение о своей тогдашней работе небольшому кружку теоретиков. Среди присутствовавших находился необычайно талантливый, едва достигший 23 лет студент, который взялся за мою проблему и в течение нескольких месяцев разработал законченную квантовую теорию атомной оболочки. Это был Дирак — человек выдающихся математических способностей. Его образ мышления значительно отличался от моего, его математические методы были изящнее и оригинальнее по сравнению с теми, которыми мы пользовались в Гёттингене. Однако... наши результаты взаимно дополняли друг друга самым превосходным образом. Этот факт служит новым доказательством объективности науки и ее независимости от языка, расы или веры ученого».

В 1968 г. в Международном центре теоретической физики в Триесте В.Гейзенберг и П.Дирак прочли вечерние лекции, названные под названием «Жизнь в физике». Представив слушателям Гейзенберга, Дирак сказал: «У меня есть наиболее веские причины быть почитателем Вернера Гейзенберга. Мы учились в одно время, были почти ровесниками и работали над одной и той же проблемой. Гейзенберг преуспел там, где у меня были неудачи. К тому времени накопилось огромное количество спектроскопического материала, и Гейзенберг нашел правильный путь в его лабиринте. Сделав это, он дал начало золотому веку теоретической физики, и вскоре выполнять первоклассные работы имел возможность даже второразрядный студент. Позднее мне выпала удача проделать с ним большое путешествие. В Японии, где нас встречали очень гостеприимно, я был свидетелем того, какой он замечательный альпинист и каким превосходным чувством высоты он обладает. Нам нужно было взобраться на высокую башню, наверху которой была площадка, окруженная каменной балюстрадой. На каждом из четырех углов балюстрады каменная кладка слегка была приподнята, и Гейзенберг взобрался сначала на балюстраду, а затем на эту каменную кладку. Ни на что не опираясь и не замечая громадной высоты, он стоял на площадке около шести квадратных дюймов и спокойно созерцал развернувшуюся перед ним панораму».

В конце своей вечерней лекции в Триесте Гейзенберг рассказал об одном эпизоде из своего детства: «Когда я был мальчиком, мой дедушка, который был ремесленником и знал, как делать практические вещи,

однажды застал меня за приколачиванием крышки к деревянному ящику с книгами или к чему-то вроде этого. Он видел, как я взял крышку, взял гвоздь и попытался вбить один гвоздь до конца. «О, — сказал он, — да это же абсолютно неверно, что ты здесь делаешь. Никто не делает так, мне просто стыдно смотреть на такую работу». Я не знал, чего же он стыдился, но он сказал: «Я покажу тебе, как это следует делать». Он взял крышку и взял один гвоздь, вбил его немного в крышку, так, чтобы гвоздь чуть-чуть вошел в ящик, затем таким же манером вогнал второй гвоздь, третий и так далее, пока не установил все гвозди. Только когда все было ясно, когда можно было видеть, что все гвозди попадут в ящик, только тогда он начал заколачивать их по-настоящему. Я думаю, что это хорошая иллюстрация к тому, как надо работать в теоретической физике».

В 1933 г. многие выдающиеся физики покинули Германию. М. Борн писал о Шредингере: «Когда Гитлер пришел к власти, Шредингер, человек «арийской» крови и преемник Макса Планка, вовсе не должен был отказаться от должности и покинуть Германию. Но он сделал и то, и другое, и мы восхищались им. Ибо вовсе не легко человеку среднего возраста эмигрировать и жить на чужбине. Но он не хотел и слышать о том, чтобы остаться... Он сказал свое слово во многих сферах человеческой мысли и человеческой деятельности; глубина его знаний была столь же изумительной, как острота и творческая сила его ума... Как физик он безусловно относится к величайшим... Кто из нас не писал несчетное число раз «уравнение Шредингера» или «функция Шредингера»? По-видимому, это же будут делать и последующие поколения, а поэтому имя его останется вечно живым».

— Ф. Жолио, И. Кюри, а также К. Андерсон, П. Блэккетт и Дж. Окклилли наблюдали образование электронно-позитронной пары при взаимодействии жестких гамма-лучей со свинцом.

— Ф. Жолио, Ж. Тибо наблюдали аннигиляцию электрона и позитрона.

— В. Эльзассер обнаружил, что наибольшей устойчивостью обладают те ядра, которые содержат 2, 8, 20, 50, 82 и 126 протонов и нейтронов, — так называемые магические ядра.

— О. Штерн, О. Фриш методом отклонения молекулярных пучков в неоднородном магнитном поле с большими градиентами поля измерили магнитный момент протона. В. Вайскопф рассказал в своих воспоминаниях: «Хорошей иллюстрацией «высокомерия» теоретиков, которое не исчезало за 40 лет, служит следующая история. На семинаре, проводимом группой теоретиков в Гёттингене, с сообщением об измерениях магнитного момента протона выступил О. Штерн, приехавший из Гамбурга. Он рассказал об аппаратуре, но не сообщил результаты измерений. В заключение О. Штерн взял листок бумаги и обошел всех нас со словами: «Чему равно, по Вашему мнению, магнитный момент протона?» Каждый из физиков-теоретиков, начиная от Макса Борна и кончая Виктором Вайскопфом, ответил: «Конечно же, величине уравнения Дирака в том, что оно предсказывает равенство магнитного момента одному магнетону Бора для частицы со спином одна вторая». Затем он попросил записать наши предсказания, каждый написал: «один магнетон». Через два месяца

О. Штерн приехал снова, чтобы рассказать о закончившемся эксперименте, в котором было установлено, что это значение равно 2,8 магнетона. Он показал на экране листок с нашими предсказаниями. Это был отрезвляющий урок».

— Э. Ферми развил теорию бета-распада, согласно которой электроны не содержатся в ядре, а порождаются при бета-распаде протонами и нейтронами, из которых состоит ядро. «Наиболее поразительными чертами Ферми, — писал о Ферми Ю. Вигнер, — были его простота и реализм, готовность воспринимать факты и людей такими, какие они есть. Он не любил сложных теорий и по возможности избегал их». Б. Поитекорво вспоминает такой случай: «...после семинара, на котором выступали теоретики, ученики Оппенгеймера, Ферми сказал Серге, что был совершенно подавлен своей неспособностью понять, о чем идет речь, и только последняя фраза несколько утешила его; фраза эта была — «Вот в этом и состоит фермиевская теория бета-распада».

1934 Г. Юри получил Нобелевскую премию по химии за открытие тяжелого водорода (дейтерия).

— И. Кюри, Ф. Жолио открыли искусственную радиоактивность, возникающую при облучении ядер альфа-частицами. Они наблюдали превращение ядер в ядра других элементов и испускание позитронов.

— Э. Ферми с сотрудниками, облучая различные ядра нейтронами, открыл искусственную радиоактивность с испусканием электронов, а также эффект замедления нейтронов в веществе.

— П. А. Черенков (р. 1904) открыл свечение чистых прозрачных жидкостей под действием гамма-лучей (излучение Черенкова).

1935 Дж. Чадвик получил Нобелевскую премию за открытие нейтрона.

— И. Кюри и Ф. Жолио получили Нобелевскую премию по химии за открытие искусственной радиоактивности и синтез новых радиоактивных элементов.

— М. П. Бронштейн (1906—1938) развил квантовую теорию гравитационных волн. В книге «Матвей Петрович Бронштейн» (1990) Г. Е. Горелик, В. Я. Френкель пишут: «Тяжело подводить итоги жизни, оборванной в тридцать лет. Много ли успел сделать Матвей Петрович Бронштейн? Взглянув на перечень его публикаций, подумав о физиках, которые у него учились, и о тех, для кого его книги открыли мир науки, легко убедиться, что сделал он немало. И все же, очевидно, гораздо большего он сделать не успел. Он только подошел к возрасту, самому плодотворному для физика. Как развивалась бы квантовая теория гравитации с его участием? Какие учебники, какие книги о науке он не успел написать?... люди, подобные М. П. Бронштейну, рождаются, чтобы украсить род человеческий и осветить какую-то часть мироздания... свет его короткой жизни, преодолев полстолетия, дошел до наших дней».

1935—1938 Э. Штюкельберг (1935, 1938) и Х. Крамерс (1938) высказали первые идеи о перенормировках и вычитании бесконечностей. В те годы, когда расчеты наблюдаемых величин в квантовой электродинамике приводили к бесконечностям, их отбрасывали как не имеющие физического смысла. «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» (Л. Купер «Физика для всех»).

— Х. Юкава (1907—1981) постулировал существование сильно взаимодействующей с нуклонами частицы с отличной от нуля массой, обмен которой осуществляет взаимодействие между нуклонами (мезонная теория ядерных сил).

1936 В. Гесс получил Нобелевскую премию за открытие космических лучей.

— К. Андерсон получил Нобелевскую премию за открытие позитрона.

— П. Дебай получил Нобелевскую премию по химии за исследование дипольных моментов и вклад в изучение структуры молекул.

1937 К. Дэвиссон и Дж. П. Гомсон получили Нобелевскую премию за открытие дифракции электронов на кристаллах.

— И. Раби (р. 1898) предложил метод магнитного резонанса для определения магнитных моментов ядер.

— И. Е. Тамм (1895—1971) и И. М. Франк (1908—1990) построили теорию эффекта Черенкова, согласно которой излучение Черенкова возбуждается равномерно движущимся электроном, скорость которого превышает скорость света в той среде, через которую движется электрон.

1938 Э. Ферми получил Нобелевскую премию за открытие новых радиоактивных элементов, возникающих при облучении нейтронами, и связанное с этим открытие ядерных реакций, вызываемых медленными нейтронами. «Награждение Нобелевской премией считается признаком достижения вершин в науке. Невольно спрашиваешь: если бы исследования Ферми публиковались различными авторами, скольких Нобелевских премий они могли бы быть удостоены? Мне кажется, что не менее шести, а именно: за статистику, теорию бета-распада, исследования по физике нейтронов, совокупность теоретических работ по структуре атомов и молекул, создание первого атомного реактора, работы по физике высоких энергий» (Б. Понтекорво, 1971).

— Г. Бете (р. 1906) и независимо К. Фон Вейцзеккер (р. 1912) предложили в качестве источника энергии звезд углеродно-азотный цикл.

— О. Ган (1879—1968) и Ф. Штрассман (1902—1980) открыли явление деления ядер урана при бомбардировке их нейтронами.

— К. Андерсон и С. Неддермейер открыли мюоны в космических лучах.

1939 Э. Лоуренс получил Нобелевскую премию за изобретение и усовершенствование циклотрона, а также за результаты, особенно касающиеся искусственных радиоактивных элементов.

— Р. Оппенгеймер (1904—1967) и Г. Снайдер (1913—1962) предположили существование черных дыр — звездных объектов, сжавшихся при их эволюции до размеров, равных так называемому шварцшильдовскому радиусу.

1940 Г. Н. Флёрв и К. А. Петржак открыли новый тип радиоактивного превращения — спонтанное деление ядер.

1942 Э. Ферми с сотрудниками запустил первый ядерный реактор на природном уране.

1944 О. Штерн получил Нобелевскую премию 1943 г. за вклад в развитие метода молекулярных пучков и открытие магнитного момента протона.

— И. Раби получил Нобелевскую премию за разработку метода резонанса, с помощью которого были обнаружены магнитные свойства атомных ядер.

1945 О. Ган получил Нобелевскую премию 1944 г. по химии за открытие деления ядер тяжелых элементов.

— В. Паули получил Нобелевскую премию за открытие принципа запрета, называемого также принципом Паули.

1946 Ф. Блок (1905—1983) и независимо Э. Парселл (р. 1912) и Р. Паунд (р. 1919) открыли ядерный магнитный резонанс.

— Б. Понтекорво (р. 1913) предложил хлор-аргонный метод регистрации нейтрино.

— И. В. Курчатов (1903—1960) и его сотрудники запустили первый советский уран-графитовый ядерный реактор.

1946—1968 Г. А. Гамов развил теорию «горячей» Вселенной, а также теорию образования химических элементов.

1947 С. Пауэлл (1903—1969), Дж. Оккиалини (р. 1907) открыли пионы, обнаружив в ядерных фотоэмульсиях следы заряженных пионов, которые распадались на мюоны.

— Дж. Рочестер (р. 1908) и К. Батлер (р. 1922) наблюдали два случая распада тяжелых частиц в камере Вильсона. Из-за характерных следов этих частиц их назвали V-частицами, позже они получили название странных частиц.

— У. Лэмб (р. 1913) и Р. Ризенфорд экспериментально обнаружили сдвиг уровней $2S_{1/2}$ и $2P_{1/2}$ атомов водорода и дейтерия — лэмбовский сдвиг, величина которого в теории Дирака в точности равна нулю.

— Х. Крамерс сформулировал принцип переиорировки массы частиц, исходя из предположения, что массу «голового» невзаимодействующего электрона принципиально нельзя наблюдать.

— Г. Бете, следуя идее Х. Крамерса, интерпретировал лэмбовский сдвиг как результат взаимодействия электрона с вакуумными флуктуациями электромагнитного поля.

1948 П. Блэккетт получил Нобелевскую премию за усовершенствование камеры Вильсона и открытия, сделанные с ее помощью в области ядерной физики и космических лучей.

— П. Каш (р. 1911) измерил аномальный магнитный момент электрона.

— Ю. Швингер (р. 1918) вычислил аномальный магнитный момент электрона во втором порядке теории возмущений в квантовой электродинамике.

— С. Томонага (1906—1979), Р. Фейнман (1918—1988), Ю. Швингер создали аппарат современной квантовой электродинамики, теоретические расчеты которой с большой точностью согласуются с экспериментом.

— Р. Фейнман опубликовал работу «Пространственно-временной подход к нерелятивистской квантовой механике», содержащую новый подход к квантовой теории (называемый интегрированием по путям, или функциональным интегрированием).

1949 Х. Юкава получил Нобелевскую премию за предсказание существования мезонов, в частности теоретические исследования, касающиеся ядерных сил.

— Р. Фейнман предложил графический метод представления амплитуд рассеяния и рождения частиц в квантовой электродинамике (диаграммы Фейнмана).

— М. Гёпперт-Майер (1906—1972) и Х. Йенсен (1907—1973) создали оболочечную модель ядра.

— Л. Д. Ландау и В. Б. Берестецкий (1913—1977) развили теорию позитрония.

— Э. Ферми, Ч. Янг (р. 1922) предложили первую составную модель элементарных частиц, предположив, что пи-мезоны состоят из нуклонов и антинуклонов.

1950 С. Пауэлл получил Нобелевскую премию за усовершенствование фотографических методов, используемых для изучения ядерных процессов, которое привело его к открытию мезонов.

1951 Дж. Кокрофт и Э. Уолтон получили Нобелевскую премию за их пионерские работы по трансмутации атомных ядер под воздействием искусственно заряженных частиц.

1952 Ф. Блох и Э. Парселл получили Нобелевскую премию за открытие ядерного магнитного резонанса.

— Э. Ферми, Г. Андерсон обнаружили быстрый рост в зависимости от энергии вероятностей рассеяния положительных и отрицательных пионов протонами, что послужило доказательством существования первого мезон-нуклонного резонанса.

— Д. Глезер (р. 1926) изобрел пузырьковую камеру, в которой перегретая жидкость закипает вдоль следа заряженной частицы.

1953—1954 М. Гелл-Манн (р. 1929), К. Нишиджима (р. 1926) ввели понятие аддитивного квантового числа — странности адронов.

1953—1956 Ф. Рейнес и К. Коуэн экспериментально доказали существование электронного антинейтрино.

1954 М. Борн получил Нобелевскую премию за фундаментальные работы по квантовой механике, и прежде всего статистическую интерпретацию волновой функции.

— В. Боте получил Нобелевскую премию за разработку метода совпадений и открытия, сделанные с его помощью.

— Ч. Янг и Р. Миллс, исходя из требования локальной инвариантности относительно изотопических поворотов, предсказали существование триплета безмассовых векторных полей, взаимодействующих между собой.

— Н. Г. Басов (р. 1922), А. М. Прохоров (р. 1916) и независимо Ч. Таунс (р. 1915) создали первый квантовый молекулярный генератор на аммиаке.

1955 У. Лэмб получил Нобелевскую премию за открытия, касающиеся спектра водорода.

— П. Каш получил Нобелевскую премию за точное определение магнитного момента электрона.

— Э. Сегре (р. 1905), О. Чемберлен (р. 1920) и др. зарегистрировали образование антипротонов при взаимодействии ускоренных протонов с ядрами.

— Л. Д. Ландау, И. Я. Померанчук (1913—1966), Е. С. Фрадкин (р. 1924) показали, что учет поляризации вакуума в квантовой электродинамике приводит к эффективному заряду электрона, равному нулю («теорема о нуль-заряде»).

— М. А. Марков (р. 1908) предложил систематику мезонов и гиперонов, подобную схеме Сакавы (1956).

— С. С. Герштейн, Я. Б. Зельдович (1914—1987) постулировали сохранение векторного слабого тока адронов без изменения странности.

1956 Т. Ли (р. 1926) и Ч. Янг (р. 1922) предположили, что в процессах, обусловленных слабым взаимодействием, не сохраняется пространственная четность.

— С. Сакава (1911—1970) предложил схему классификации мезонов и барионов, в которой за фундаментальные частицы принял протон, нейтрон и лямбда-нуль-гиперон.

1957 Т. Ли и Ч. Янг получили Нобелевскую премию за принципиальное исследование законов четности, приведшее к важным открытиям в области элементарных частиц.

— Ц. Ву (р. 1913) с сотрудниками доказала несохранение четности при бета-распаде ядер ^{60}Co , обнаружив асимметрию вылета электронов относительно направления спина распадающегося ядра.

— Л. Д. Ландау, А. Салам (р. 1926), Т. Ли, Ч. Янг предложили теорию двухкомпонентного нейтрино, согласно которой нейтрино имеет отрицательную, а антинейтрино — положительную спиральности.

— Р. Хофштадтер (р. 1915) в экспериментах по рассеянию электронов высокой энергии на пучках определил электромагнитную структуру протона и позднее (1958) нейтрона.

— Ю. Швингер выдвинул идею объединения слабого и электромагнитного взаимодействий.

— Л. Д. Ландау, А. Салам, Т. Ли, Ч. Янг постулировали закон сохранения комбинированной четности в слабых взаимодействиях.

— А. М. Марков, К. Нишиджима (р. 1926), Ю. Швингер предположили, что нейтрино, возникающее при бета-распаде, может отличаться от нейтрино, образующемся при распаде мезонов.

1958 П. А. Черенков, И. М. Франк и И. Е. Тамм получили Нобелевскую премию за открытие, объяснение и использование эффекта, носящего имя Черенкова.

— Р. Мёсбауэр (р. 1929) открыл ядерное гамма-излучение без отдачи ядра, явление, получившее широкое применение и называемое эффектом Мёсбауэра.

— Гелл-Манн, Р. Фейнман, Р. Маршак (р. 1910), Э. Сударшан (р. 1931), Дж. Сакураи (1933—1982) предложили универсальную теорию слабых взаимодействий, основанную на векторных заряженных слабых токах.

— И.Я.Померанчук доказал теорему о равенстве полных сечений взаимодействия частиц и античастиц при высоких энергиях (теорема Померанчука).

— Л.Б.Окунь (р.1929) предсказал существование двух псевдоскалярных мезонов (η и η'), кроме известных семи.

1959 Э.Сегре и О.Чемберлен получили Нобелевскую премию за открытие антипротона.

1960 Д.Глезер получил Нобелевскую премию за открытие пузырьковой камеры.

— Л.Альварец (р.1911) с сотрудниками в опытах с помощью водородной пузырьковой камеры обнаружил существование резонансов в системе лямбда-пуль-гиперона и пиона.

— Дж.Сакураи, исходя из идеи Янга-Миллса о калибровочной локальной инвариантности, постулировал существование двух векторных изоскалярных и одного изовекторного мезонов.

1961 Р.Хофштадтер получил Нобелевскую премию за новаторские исследования рассеяния электронов на атомных ядрах и открытие структуры нуклонов.

— Р.Мёсбауэр получил Нобелевскую премию за исследование резонансного поглощения гамма-излучения и открытие эффекта, носящего его имя.

— М.Гелл-Манн, Ю.Нееман предположили справедливость $SU(3)$ -симметрии сильного взаимодействия элементарных частиц, что позволило классифицировать мезоны и барионы по мультиплетам группы $SU(3)$.

1962 Л.Д.Ландау получил Нобелевскую премию за пионерную теорию конденсированных сред, прежде всего жидкого гелия.

— Б.Джозефсон (р.1940) открыл новый вид квантовомеханического туннелирования — «эффект Джозефсона».

— М.Гелл-Манн, С.Окубо (р.1930) вывели соотношения между массами мезонов или барионов, принадлежавших к определенному мультиплету группы $SU(3)$. М.Гелл-Манн предсказал новую частицу — омега-минус-гиперон.

— Л.Ледерман (р.1922), М.Шварц (р.1932), Дж.Штейнбергер (р.1921) и др. доказали в эксперименте с нейтрино высоких энергий существование двух видов нейтрино — электронного и мюонного.

1963 Ю.Вигнер получил Нобелевскую премию за вклад в теорию атомного ядра и элементарных частиц, прежде всего за открытие и применение фундаментальных принципов симметрии.

— Й.Йенсен и М.Гёпперт-Майер получили Нобелевскую премию за разработку оболочечной модели атомного ядра.

1964 Ч.Таунс, Н.Г.Басов и А.М.Прохоров получили Нобелевскую премию за фундаментальные работы в области квантовой электроники, которые привели к созданию генераторов и усилителей нового типа — мазеров и лазеров.

— Д.Кронин (р.1931), В.Фитч (р.1923) и др. наблюдали несохранение комбинированной четности при распаде нейтрального K-мезона.

— Дж. Швейг (р.1937), М. Гелл-Манн постулировали существование кварков — фундаментальных частиц с дробными значениями электрического заряда.

— Н. Самиос и др. открыли омега-минус-гиперон.

— П. Хиггс предложил механизм появления масс у векторных бозонов в результате спонтанного нарушения симметрии.

1964—1965 О. Гринберг (1964), Н. Н. Боголюбов, Б. В. Струминский, А. Н. Тавхелидзе (1965), М. Хан, Й. Намбу (1965) ввели новое квантовое число — цвет.

1965 С. Томонага, Ю. Швингер и Р. Фейнман получили Нобелевскую премию за фундаментальный вклад в развитие квантовой электродинамики, имевший глубокие последствия для физики элементарных частиц.

— А. Пензиас (р.1933) и Р. В. Вильсон (р.1936) открыли заполняющее Вселенную реликтовое фоновое радиоизлучение с температурой около 3К. Это излучение было предсказано Г. А. Гамовым в его теории «горячей» Вселенной.

1967 Г. Бете получил Нобелевскую премию за вклад в теорию ядерных реакций, прежде всего за исследования, касающиеся процессов генерации энергии звезд.

— А. Д. Сахаров (1921—1989) для объяснения барионной асимметрии Вселенной предположил возможность несохранения барионного заряда.

— Л. Д. Фаддеев, В. Н. Попов развили метод квантования калибровочных полей с помощью континуального интегрирования.

— С. Вайнберг (р.1933) и позднее А. Салам (1968) развили модель единого описания слабого и электромагнитного взаимодействий (модель Вайнберга-Салама).

1968 Л. Альварес получил Нобелевскую премию за решающий вклад в физику элементарных частиц, прежде всего открытие большого числа резонансов.

1969 М. Гелл-Манн получил Нобелевскую премию за открытия, связанные с квалификацией элементарных частиц и их взаимодействий.

1971-1974 Ю. А. Гольфанд, Е. П. Лихтман (1971), Д. В. Волков, В. П. Акулов (1972), Й. Весс, Б. Зумино (1974) ввели внутреннюю симметрию нового вида — суперсимметрию, переводящую друг в друга фермионы и бозоны.

1973 Л. Эсакн, А. Живер получили Нобелевскую премию за экспериментальное исследование процессов туннелирования в полупроводниках и сверхпроводниках.

— Б. Джоозефсон получил Нобелевскую премию за теоретические исследования по сверхпроводимости и туннелированию, в частности за открытие эффекта, получившего название эффекта Джоозефсона.

— Ф. Хазерт и др. открыли нейтральные слабые токи.

— М. Гелл-Манн, А. Салам, С. Вайнберг и др. высказали гипотезу о существовании глюонов.

— Д. Гросс, Ф. Вильчек установили для неабелевых калибровочных теорий явление асимптотической свободы, согласно которому константа взаимодействия стремится к нулю с ростом энергии.

— С.Тинг с сотрудниками, Б.Рихтер с сотрудниками открыли новый мезонный резонанс I/ψ — частицу, представляющую собой, как это было выяснено позднее, связанное состояние очарованного кварка со своим антикварком — чармоний.

— С.Хокинг открыл квантовый эффект «испарения» черных дыр.
1975 М.Перл и др. открыли тяжелый лептон — тау-лептон.

— Г.Хансон и др. в опытах на встречных электронно-позитронных пучках наблюдали образование двух струй адронов, что служит косвенным подтверждением существования кварков.

1976 Б.Рихтер и С.Тинг получили Нобелевскую премию за открытие тяжелых элементарных частиц нового типа.

1978 П.Л.Капица получил Нобелевскую премию за открытия и основополагающие изобретения в области физики низких температур.

— А.Пензиас и Р.В.Вильсон получили Нобелевскую премию за открытие космического микроволнового реликтового излучения.

1979 Ш.Глэшоу, А.Салам и С.Вайнберг получили Нобелевскую премию за работы по созданию теории, объединяющей слабое и электромагнитное взаимодействие элементарных частиц, особенно за предсказание нейтральных слабых токов.

— К.Бергер, Т.Ньюман и др. в опытах на встречных электронно-позитронных пучках наблюдали образование двух глюонных струй, что служит косвенным подтверждением существования глюонов.

1980 Дж.Кронин и В.Фитч получили Нобелевскую премию за открытие нарушения фундаментальных принципов симметрии при распаде нейтральных K-мезонов.

— К. фон Клитцинг открыл явление квантования холловской проводимости двумерного электронного газа (квантовый эффект Холла).

1983 В ЦЕРНЕ в опытах на встречных протон-антипротонных пучках были открыты промежуточные векторные бозоны W^{\pm} и Z^0 .

1984 К.Руббиа и С. ван дер Меер получили Нобелевскую премию за определяющий вклад в проект, осуществление которого привело к открытию частиц W и Z , переносящих слабые взаимодействия.

1985 К. фон Клитцинг получил Нобелевскую премию за открытие квантового эффекта Холла.

1988 Л.Ледерман, М.Шаарц и Дж.Штейнбергер получили Нобелевскую премию за открытие мюонного нейтрино и за демонстрацию тем самым дублетной структуры лептонов.

1990 Дж.Фридман, Г.Кендалл и Р.Тейлор получили Нобелевскую премию за основополагающие исследования, имеющие важное значение для развития кварковой модели.

Список литературы

- Ахиезер А. И., Рекало М. П. Биография элементарных частиц. — Киев: Наук. думка, 1979. — 264 с.
- Бор Н. Атомная физика и человеческое познание. — М.: Изд-во иностр. лит., 1961. — 151 с.
- Борн М. Размышления и воспоминания физика. — М.: Наука, 1977. — 280 с.
- Вайскопф В. Физика в двадцатом столетии. — М.: Атомиздат, 1977. — 269 с.
- Вигнер Е. Этюды о симметрии. — М.: Мир, 1971. — 318 с.
- Гейзенберг В. Шаги за горизонт. — М.: Прогресс, 1987. — 367 с.
- Гейзенберг В. Физика и философия. Часть и целое. — М.: Наука, 1989. — 400 с.
- Дирак П. А. М. Воспоминания о необычайной эпохе. — М.: Наука, 1990. — 207 с.
- Жизнь в физике // Успехи физ. наук. — 1970. — 102, вып. 2. — С. 279 — 312.
- Зоммерфельд А. Пути познания в физике. — М.: Наука, 1973. — 118 с.
- Луи де Бройль. По тропам науки. — М.: Изд-во иностр. лит., 1962. — 108 с.
- Мехра Дж. Рождение квантовой механики // Успехи физ. наук. — 1977. — 122, вып. 4. — С. 719 — 744.
- Паули В. Физические очерки. — М.: Наука, 1975. — 256 с.
- Планк М. Единство физической картины мира. — М.: Наука, 1966. — 37 с.
- Понтекорво Б. М. Страницы развития нейтринной физики // Успехи физ. наук. — 1983. — 141, вып. 4. — С. 675 — 710.
- Понтекорво Б., Покровский В. Энрико Ферми в воспоминаниях учеников и друзей. — М.: Наука, 1972. — 159 с.
- Храмов Ю. А. Физик: Биограф. справ. — М.: Наука, 1983. — 400 с.
- Шредингер Э. Новые пути в физике. — М.: Наука, 1971. — 427 с.
- Эйнштейн и современная физика. — М.: Гостехтеориздат, 1956. — 160 с.
- Gatow G. Biografia fizyki. — Warszawa: Wiedza Powszechna, 1967. — 147 p.

Оглавление

Предисловие	3
Фотон	5
Атом водорода	10
Волны материи	15
Соотношения неопределенностей	19
Квантовая механика	24
Процесс измерения в квантовой физике	31
Релятивистский электрон	35
Спин электрона и принцип Паули	39
Квантовая электродинамика	40
Диаграммная техника	51
Перенормировка массы и заряда электрона	51
Элементарные частицы и фундаментальные взаимодействия	51
Цветные кварки и глюоны	61
Квантовые числа и классификация адронов	61
Локальные и глобальные симметрии	71
Идея общей теории относительности	71
Квантовая хромодинамика	71
Слабое взаимодействие	81
Электрослабое взаимодействие и великое объединение	81
Квантовая хроника	91
Список литера	111

Науково-популярне видання

Ахієзер Олександр Ілліч
Степановський Юрій Петрович

**Е і д квантів світла
до кольорових
кварків**

(Російською мовою)

Оформлення художника *В. Г. Самсонова*
Художній редактор *І. П. Антонюк*
Технічний редактор *І. М. Лукашенко*
Коректори *Л. Г. Бузіашвілі, І. В. Точаненко*