

ТЯЖЕЛЫЙ ЭЛЕКТРОН

Д. Иваненко, Томск

1. Опыты Блэкетта

Существование новой элементарной частицы — тяжелого электрона, к которому еще несколько месяцев назад позволительно было относиться с осторожностью, — в настоящее время (май 1938 г.) можно считать окончательно установленным. В самом деле, первоначальные наблюдения Стрита-Стивенсона и Неддермейера-Андерсона подтверждены недавно наряду с другими авторами тщательными измерениями самого Блэкетта, поддерживавшего ранее иную интерпретацию природы жесткой компоненты космических лучей. С другой стороны, появился также ряд разумных теоретических гипотез, позволяющих описать движение новой частицы и связать ее с ядерными явлениями.

Напомним здесь коротко характерную ситуацию в физике космических лучей (подробно см. в нашей предыдущей статье)¹, приведшую в 1937 г. к открытию тяжелого электрона.

Весьма удачное разделение космических лучей на мягкие и жесткие позволило Гейтлеру и другим авторам в 1937 г. построить теорию прохождения мягких лучей через материю, исходя из предположения неограниченного применения квантовой теории к электронам — позитронам, составляющим мягкую компоненту. При энергиях в десятки, сотни, тысячи электрон-вольт обычные процессы ионизационных столкновений для электронов не играют роли, и потеря энергии происходит исключительно путем испускания жестких фотонов при столкновении с ядрами, причем потеря энергии на подобное тормозное излучение должна согласно квантовой электродинамике возрастать при росте энергии. Это следствие квантовой теории было подвергнуто основательным сомнениям благодаря экспериментам Андерсона и Блэкетта с сотрудниками: потеря энергии действительно возрастала с энергией до 150—200 млн. eV, а затем явно резко падала. Все попытки изменения квантовой теории для учета (мнимой) „катастрофы“ в области ультравысоких энергий ни к чему не привели. Теория Гейтлера столь успешно объяснила образование „каскадных“ ливней, вид кривой поглощения космических лучей в атмосфере (кривая Регенера), переходные эффекты и все вообще основные факты, связанные с мягкой компонентой, прохождение которой через материю характеризуется

образованием ливней, что сейчас нет никаких сомнений в правильности квантовой теории электронов вплоть до самых больших доступных измерению энергий. Тем самым подтверждается гипотеза об электронно-позитронной природе мягких космических лучей. Итак, мы вынуждены приписать жестким проникающим лучам иную, неэлектронную природу. Кандидатура протонов должна быть при этом отведена, хотя бы потому, что следы их не обнаруживаются на вильсоновских космических фотографиях.

В решающих экспериментах Неддермейера и Андерсона 1937 г. над потерей энергии космических частиц при прохождении через пластинки, вставленные в камеру Вильсона, проделано разделение всех следов на две группы: частицы ливневые и единичные. Следы частиц, связанных с ливнями или парами, как и следовало ожидать, дали в полном согласии с теорией непрерывный рост потерь энергии. Единичные жесткие частицы (очевидно, не электроны или позитроны) показали значительно меньшую потерю энергии — следы этих частиц, рассматривавшихся прежде незаконно заодно с электронами, и дали повод к неверному суждению о неприменимости формул тормозного испускания и, значит, квантовой теории вообще. Наконец, Стрит и Стевенсон, Андерсон и Неддермейер делают последний шаг (кажущийся сейчас по своей естественности чуть-ли не очевидным) и по длине пробега в камере, толщине следа и величине потерь энергии приписывают ряд следов единичных жестких лучей новым частицам с массой, промежуточной между электроном и протоном. Небольшое число измерений, смелость гипотезы о существовании новой фундаментальной частицы — тяжелого электрона — заставляли с сугубым интересом ждать дальнейших работ Блэккета, крупнейшего авторитета в данной области, придерживавшегося в 1937 г. мнения о крахе квантовой теории для области с энергией выше $2 \cdot 10^9$ eV. Как мы указывали уже раньше, Блэккет не производил разделения следов частиц на ливневые и единичные, так что прежние его измерения не могли служить аргументом против тяжелого электрона. Две последние работы Блэккета кладут предел всяким сомнениям в существовании новой частицы².

Блэккет не только заново анализирует свои старые снимки с точки зрения критерия: единичные или ливневые следы, но и весьма тщательным образом проделывает новые эксперименты над поглощением в пластинках свинца и золота вплоть до энергий частиц в $2 \cdot 10^9$ eV (у Андерсона-Неддермейера до $5 \cdot 10^8$ eV). Рассмотрение около 150 следов (у Андерсона-Неддермейера 55 следов) полностью подтвердило заключение Андерсона о том, что потеря энергии мягких частиц, связанных с ливнями, в точном соответствии с теорией, растет при увеличении энергии, а единичные следы дают малую потерю энергии. Со свойственным крупному физическому мужеству, без всякой двусмысленности, Блэккет признал неправильность своих прежних представлений о границе применимости квантовой теории около $2 \cdot 10^8$ eV.

В другой работе совместно с Вильсоном Блэккет исследует углы

рассеяния космических лучей при прохождении через пластинки. Измерение 170 следов вплоть до энергий $9 \cdot 10^9$ eV подтвердило формулу Вильямса, основанную на квантовой теории прохождения частиц через материю. Согласно Вильямсу средний угол рассеяния при скоростях порядка скорости света не зависит от массы частиц, т. е. должен быть одинаков для обычных и тяжелых электронов. Если бы мы приписали тяжелому электрону, кроме большей массы, еще иную величину заряда, то рассеяние должно было бы также измениться. Итак, опыты над потерей энергии требуют для жестких частиц, представляющих практически все частицы с энергиями более $2-3 \cdot 10^8$ eV, большой массы порядка 100—200 электронных масс; опыты же над рассеянием требуют обычного электронного заряда и не противоречат полутяжелой массе.

В только что появившейся работе Корсон и Броде³ на основании измерений ионизации, пробега и кривизны следов в магнитном поле (превосходные фото, полученные с замедленной на 0,5 сек. съемкой для облегчения счета расползшихся ионов) находят значение массы новой полутяжелой частицы в 200 ± 50 электронных масс m . Прделанный ими анализ измерений Андерсона-Неддермейера, Стрита-Стивенсона, Нишины и Рулига-Крэйна показал, что результаты этих авторов в общем не противоречат (учитывая большую ошибку измерений малой кривизны) указанному значению. Вильямс и Пикап независимо также получили среднее значение в $200 m$; полученные экспериментальные данные лежат вообще в пределах 100—500 масс электрона. Ясно, что открытие новой частицы могло произойти раньше, при весьма щепетильном просмотре уже имевшихся прежде коллекций космических фотографий, совершенно подобно обнаружению позитрона.

Теоретические соображения, излагаемые ниже, также говорят в пользу значения 100—200 m .

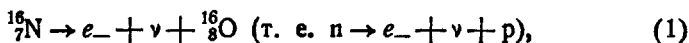
2. ВЫБОР УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ТЯЖЕЛОГО ЭЛЕКТРОНА

После величины покоящейся массы и заряда, как известно, важнейшую роль в характеристике частицы играют значение собственного момента количества движения (спин) и вид статистики, которой подчиняются частицы. Эти два признака, впрочем, являются связанными друг с другом, так как наличие целочисленного в долях $\frac{h}{2\pi}$ спина всегда обуславливает симметричную или бозевскую статистику, полуцелый же спин ведет к антисимметричной или ферми-дираковской статистике. В частности, ансамбль фотонов (спин-нуль) подчиняется статистике Бозе, электроны же, обладающие спином половина, — статистике* Ферми. Несмотря на фундаментальное значение спина и статистики, экспериментальное определение последних оказывается делом весьма трудным и, конечно, пока что сугубо преждевременным для тяжелого электрона. Отсутствие спина также, в частности, увеличивает проникающую способность, но в ничтожной степени по сравнению с влиянием стократной тяжелой массы. Отметим, что о полуцелом спине пози-

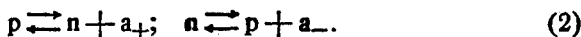
трона мы заключаем на основании законов сохранения при реакциях его порождения и уничтожения, о статистике же позитронов — на основании спина, что является, конечно, гораздо более косвенным аргументом, чем, например, очевидное доказательство фермиевской статистики для электронов в металле. Конечно, теория позитрона столь аналогична теории электрона, что нет никаких сомнений в подобном его описании.

Подчеркнем, что по современным представлениям об элементарных частицах лишь указанные четыре или три свойства являются основными: масса, заряд, спин (статистика); все же остальные, например, магнитный, электрический моменты и т. д., выводятся из предыдущих. Кроме того, уравнения движения частиц однозначно дают спин и статистику, но сами не определяются точно этими свойствами. Итак, чтобы пойти дальше, мы должны на основании разумных гипотез приписать тяжелому электрону тот или иной спин, а вместе с тем, и статистику. Выбор спина, как мы увидим, почти однозначно определит вид уравнения, которому подчиняются новые частицы.

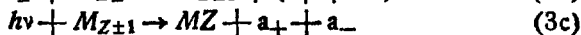
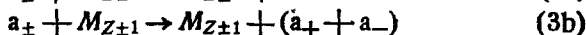
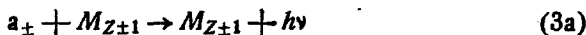
Допустив для тяжелого электрона полуцелый спин, мы получим, очевидно, для него обычное уравнение типа Дирака, но с массой порядка 100—200 *m*. В ядерных реакциях с тяжелым электроном должны будут непременно участвовать нейтрино, испускание которых можно приближенно описать по теории β -распада Ферми. Так как теория β -распада и нейтрино далеко еще не закончены, то представляется желательным отделить по возможности круг проблем новой частицы от тех или иных затруднений теории β -распада и испытать другой путь, т. е. приписать тяжелому электрону целочисленный спин, скажем, значения 0 или 1, и тем самым бозевскую статистику. Таким образом в противоположность ядерным реакциям с испусканием электрона, где сохранение спина требует участия нейтрино (ν), например,



мы допускаем следующие простые реакции новой частицы *a* [*a* — Андерсон¹⁾] с протоном *p* или нейтроном *n*



Вероятно могут иметь место также следующие реакции с ядром массы *M* и заряда *Z*:



Какому же уравнению движения подчиняются новые частицы? Речь идет, конечно, о квантовом релятивистском волновом уравнении,

¹⁾ Обозначение „андерсон“ было бы, между прочим, удобным названием для новой частицы.

так как нерелятивистское уравнение Шредингера (или, подавно, классическое уравнение движения) слишком грубо, чтобы описать разницу поведения при том или ином спине или статистике. Исходным пунктом рассуждения лучше всего взять известное скалярное релятивистское уравнение второго порядка (так называемое уравнение Клейна-Гордона)

$$\left(\frac{E^2}{c^2} - p_x^2 - p_y^2 - p_z^2 + m_0^2 c^2\right)\psi = 0;$$

$$p_x = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial x}; \quad E = -\frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial t} \text{ и т. д.} \quad (4)$$

или

$$(\square - k_0^2)\psi = 0$$

(\hbar — везде дираковское, а не планковское), которое представляет операторный перевод соотношения между энергией и импульсом по теории относительности.

При массе, равной нулю, мы имеем простое уравнение Даламбера: $\square\psi = 0$, которому подчиняются, например, четыре компоненты вектор-потенциала, играющего роль волновой функции электромагнитного поля. Существование, однако, что все величины, описывающие электромагнитное поле, являются вещественными, тогда как ψ -функции заряженных частиц обязательно комплексны. Наличие же покоящейся массы в некотором смысле отнюдь не столь радикально меняет характер уравнения, как комплексность, изменяя конечно, конкретные решения. В самом деле, при больших энергиях ($E > m_0 c^2$) членом с покоящейся массой можем пренебречь, а характер статистики, спина и т. д. от этого не должен измениться. Вещественность уравнения Даламбера для компонент потенциала ведет к тому, что общее решение в виде суммы плоских волн мы записываем так:

$$\varphi = L^{-\frac{3}{2}} \sum (a_k e^{-ickt + i(kr)} + a_k^* e^{+ickt - i(kr)}) \quad (5)$$

(L — длина куба периодичности, k_x, k_y, k_z — волновые числа, $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2}$, a_k — произвольные коэффициенты Фурье), где второй член, описывающий волны, бегущие в обратном направлении, или относящийся к поглощению, является комплексно сопряженным с первым, относящимся к испусканию, так что вся сумма будет вещественна.

Общее же решение уравнения (4)

$$\psi = L^{-\frac{3}{2}} \sum (a_k e^{-ickt + i(kr)} + b_k^* e^{+ickt - i(kr)}) \quad (6)$$

даже при $|k|^2 \gg \frac{m_0^2 c^2}{\hbar^2}$ все же будет комплексным, т. е. произвольный коэффициент b^* не только описывает движение частиц

в обратную сторону (что, конечно, несущественно), но является независимым от a .

Как известно, $|\psi|^2$ дает плотность вероятности нахождения частиц в том или ином состоянии. Если $a_k^* a_k$ мы истолкуем как число частиц данного сорта, например электронов, в состоянии k , то величина $b_k^* b_k$ будет уже обозначать число каких-то иных независимых частиц в k -том состоянии. Так как при коэффициенте b_k^* стоит в показателе энергия другого знака, чем при a_k , то ясно, что b_k как-то связаны или с частицами отрицательной энергии или с дырками в состояниях отрицательной энергии, т. е. с античастицами. Теория вторичного квантования доказывает, что число античастиц в состоянии k (например, позитронов, если a_k относятся к электронам) будет равно: $b_k^* b_k$ (отсюда ясно, почему мы предусмотрительно написали коэффициент b_k^* , а не b_k^4).

Так как новые полутяжелые частицы могут быть двух знаков, т. е., по всей вероятности, появляются парами, то мы должны взять волновое уравнение с комплексной ψ -функцией. Паули и Вейскопф показали, что уравнение (4) описывает бесспиновые частицы, подчиняющиеся бозевской статистике. Это утверждение наглядно является весьма правдоподобным без всякого доказательства, если учесть, что бесспиновые фотоны, заведомо подчиняющиеся бозевской статистике, удовлетворяют весьма близкому уравнению Даламбера, наличие же покоящейся массы и комплексный характер ψ не могут изменить вида статистики и значения спина. Юкава в 1935 г. еще до открытия полутяжелой частицы предложил скалярное уравнение (4) для тогда еще гипотетических частиц с массой 100—200 m . Однако скалярная частица не может непосредственно испускаться или поглощаться другими частицами. Энергия взаимодействия испускающей частицы с полем испускаемых должна иметь ковариантность, подобную, например, связи заряженной частицы со скалярным или векторным потенциалом фотона

$$U_0 = eA_0, \quad U = \frac{e}{c}(\mathbf{v}\mathbf{A}), \quad (7)$$

где A_0 , и \mathbf{A} , очевидно, не могут быть скаляром или полувектором. Дальнейшее развитие скалярной теории приводит также к целому ряду противоречий с экспериментом (в теории дейтерона) и поэтому должно быть оставлено. Итак, мы должны взять по меньшей мере векторную комплексную функцию ψ , подчиняющуюся уравнению второго порядка (4), и связать ее компоненты каким-либо инвариантным добавочным условием. Проще всего взять добавочное условие типа лоренцова уравнения для потенциалов. Таким путем окончательно мы получим закономерное обобщение максвелловских уравнений на случай отличной от нуля покоящейся массы и комплексного поля, т. е. описывающих частицы двух знаков заряда. Подобные уравнения (близкие, в сущности, к рассматривавшимся прежде еще Френкелем) были специально исследованы французским теоретиком Прюка два года назад⁵. Прюка сначала оши-

бочно полагал, что его уравнения могут описать обычный электрон, устраняя ряд трудностей дираковской теории вакуума. Как было показано, однако, томскими теоретиками Дурандиным и Ершовым⁶, частицы Прока должны подчиняться бозевской статистике и обладать целочисленным спином, т. е. не годятся для нормального электрона. После того как по ряду соображений возникла мысль о целочисленном спине новой частицы, в уравнениях Прока был обнаружен естественный аппарат для описания движения тяжелого электрона. Эти уравнения являются также частным случаем уравнений для частиц со спином больше $1/2$, предложенных в 1936 г. Дираком „на всякий случай“ для будущих еще неизвестных частиц. Первые результаты, полученные с уравнением Прока для новой частицы, оказываются весьма обещающими. Отметим, что идея де-Брогеля об аналогии света и частиц находит себе максимально полное выражение именно в новых, наиболее „максвеллоподобных“ уравнениях его ученика Прока.

Уравнения Прока имеют следующий вид:

$$\mathbf{F} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \varphi}{\partial t} - \text{grad } \varphi_0, \quad \mathbf{G} = \text{rot } \varphi, \quad (8a)$$

(определение поля)

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial t} - \text{rot } \mathbf{G} = k_0^2 \varphi, \quad \text{div } \mathbf{F} = -k_0^2 \varphi_0, \quad (8b)$$

(первая группа уравнений)

где $k_0 = \frac{m_0 c}{h}$, (φ_0, φ) — волновая ψ -функция новой частицы (скалярный и векторный потенциал), \mathbf{F} и \mathbf{G} — два вектора, аналогичные „электрическому“ и „магнитному“ полям, получаемые из φ путем дифференцирования (8a). Определенные таким образом величины по размерности также совпадают соответственно с потенциалом и полем электромагнитного случая. При m_0 или k_0 , равных нулю, и вещественных φ система (8) тождественна уравнениям Максвелла. Итерация дает для всех компонент $\varphi_0, \varphi, \mathbf{F}, \mathbf{G}$ уравнения типа (4)

$$\left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - k_0^2 \right) \varphi = 0. \quad (9a)$$

Условие Лоренца для „потенциалов“ является здесь следствием основных уравнений (8)

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \varphi_0}{\partial t} + \text{div } \varphi = 0. \quad (9b)$$

Как обычно, вторая группа уравнений является следствием определения поля (8a)

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial t} + \text{rot } \mathbf{F} = 0, \quad \text{div } \mathbf{G} = 0. \quad (9c)$$

Вторичное квантование уравнений Прока, проделанное в нашей томской работе, а также Юкава с сотрудниками⁷ и Гейтлером — Кеммером — Фрелихом⁸, выяснило, что по аналогии с электромагнитным полем частицы Прока, подчиняющиеся бозевской статистике, обладают спином, равным единице, и могут находиться

в двух состояниях поперечной поляризации. Кроме того, в отличие от поля фотонов могут существовать продольные волны и соответствующие тяжелые электроны обоих знаков, тогда как в теории Максвелла продольная часть в пустоте равна нулю, а в присутствии зарядов сводится к энергии взаимодействия между ними.

При появлении дираковской теории электрона было сделано много неудачных попыток „максвеллизации“ уравнений Дирака, действительно похожих на уравнения Прока или максвелловские. Сейчас нам ясна глубокая и тонкая разница между ними, именно: дираковское уравнение, являющееся символическим квадратным корнем из оператора (4), описывает с помощью четырех комплексных функций (составляющих не вектор, но спинор, точнее би-спинор) частицы с полуцелым (а не целым) спином, подчиняющиеся фермиевской, а не бозевской статистике.

Таким образом уравнения Дирака и Прока являются различными способами линеаризации уравнения Клейна—Гордона вида (4), которому удовлетворяет каждая из компонент поля Дирака или Прока. Согласно Кеммеру другие уравнения для частиц со спином больше $1/2$, рассматривавшиеся Дираком, кроме системы Прока, не ведут к разумным результатам.

Гармоническое содружество экспериментальной и теоретической физики снова празднует победу, и только что открытая частица сразу находит себе готовое уравнение среди заготовленных „впрок“ мощным аппаратом квантовой механики.

3. ПРОБЛЕМА ЖЕСТКОЙ КОМПОНЕНТЫ

Разработка теории полутяжелой частицы идет в трех направлениях.

А. Проблема космических лучей. В. Вопросы ядерной физики. С. Теория элементарных частиц.

Прежде всего необходимо возможно точнее описать прохождение новой частицы через материю. Сможем ли мы таким путем описать все явления, связанные с жесткой компонентой космических лучей? В данной статье, посвященной, главным образом, включению тяжелого электрона в семейство элементарных частиц, мы ограничимся немногими замечаниями по этому вопросу. Большая масса тяжелого электрона обуславливает слабое взаимодействие с электромагнитным полем, т. е. малую вероятность тормозного испускания и, значит, образования каскадных ливней. Вместе с тем экспериментально доказано наличие геомагнитного эффекта для ливней и наличие ливней на большой глубине под водой, явно связанных с жесткими, а не мягкими лучами. В работе Боте и Шмейзера⁹ 1938 г. подробно исследованы особые „жесткие“ ливни, вероятность образования которых пропорциональна Z , а не квадрату атомного номера Z^2 , как у обычных гейтлеровских каскадных ливней, ввиду чего легкие элементы также сравнительно интенсивно дают начало этим ливням. Жесткие ливни Боте имеют весьма малый угол расхождения и значительно больший пробег, чем кас-

кадные ливни от мягкой компоненты. Возможно, что заметное на некоторых фото более плотное ядро ливня связано как раз с ливнями Боте. Главный максимум кривой Росси, наблюдающийся для свинца при толщине около 5 см, вызван каскадными ливнями; жесткие же ливни дают открытый Хуммелем более слабый максимум на 17 см. Можно полагать, что известные вторичные, гораздо более слабые, максимумы кривой Регенера также отчасти обязаны жестким ливням. Совпадают ли ливни Боте со всеми ливнями, обнаруженными на большой глубине под водой, или явления, связанные с жесткой компонентой, еще более сложны, судить еще преждевременно. Реакции полутяжелой частицы с ядрами типа (3) позволяют ожидать как некоторого числа каскадных ливней, связанных с тяжелым электроном (фотон дает пару электрон-позитрон и т. д.), так и взрывных ливней гейзенберговского или нелинейного типа по реакции (3в): тяжелый электрон порождает другие тяжелые электроны (нелинейный механизм), в свою очередь порождающие новые полутяжелые частицы и т. д. При большой энергии подобное взрывное порождение многих частиц в едином акте может быть столь же вероятно, как и испускание одной пары. Необходимо, конечно, ливни от тяжелого электрона связать с ливнями Боте.

Другим основным вопросом, связанным с прохождением жестких космических лучей через материю, т. е. с проблемой взаимодействия полутяжелой частицы с атомными ядрами (поскольку на сегодняшний день мы предварительно можем всю жесткую компоненту отождествить с полутяжелыми частицами, впредь до возможного открытия протонов или иных частиц в ее составе), является поведение новой частицы при уменьшении ее энергии. На основании своих последних измерений Блэккет считает, что при энергиях ниже $2 \cdot 10^8$ eV, частицы жесткой группы неотличимы от мягких лучей. Создается впечатление, что новая частица оказывается неустойчивой и при энергиях порядка $2 \cdot 10^8$ eV переходит в обычный электрон или позитрон. Для сохранения момента количества движения при этом должно еще испускаться нейтрино, т. е. правдоподобна реакция (в случае целочисленного спина тяжелого электрона)



Высказывать более определенные догадки о судьбе тяжелого электрона при уменьшении его энергии представляется пока что рискованным¹³.

4. ТЯЖЕЛЫЙ ЭЛЕКТРОН И ТЕОРИЯ АТОМНОГО ЯДРА

Естественно возникает вопрос: могут ли тяжелые электроны возникать в земных условиях, т. е. при каких-либо ядерных реакциях, или же все они космического происхождения? Ввиду большого значения покоящейся массы порядка $50-100 \cdot 10^6$ eV, при нормальных ядерных реакциях, имеющих выход энергии максимум $10-15 \cdot 10^6$ eV, тяжелые электроны возникнуть не могут. Макси-

мальная энергия, до которой можно на сегодня разогнать протоны или α -частицы, также лежит в лучшем случае в этих границах, так что новые тяжелые электроны могут возникать лишь в результате бомбардировки ядер фотонами или другими частицами космических же энергий, например, по схеме (3). С другой стороны, никаких эмпирических оснований допускать наличие готовых полутяжелых частиц в атомных ядрах нет. Напомним, что современная ядерная модель не столько утверждает существование тех или иных тяжелых частиц в ядрах, сколько безусловно отрицает наличие в них любых сортов легких частиц: электронов, позитронов, нейтрино. Легкие частицы должны поэтому рождаться при испускании, так же как фотоны при излучении из атома.

Сильным аргументом против наличия электронов в ядре является соображение, что, будучи заперт в столь малом объеме ($\Delta q \sim \frac{e^2}{mc^2}$), электрон должен был бы иметь огромный импульс ($\Delta p \sim \frac{hc}{e^2} mc$) и энергию ($E \sim c\Delta p \sim \frac{hc}{e^2} mc^2 \sim 137 mc^2$), во много раз превосходящую его собственную массу. Кроме того, подобные значения энергии в ядерных процессах нигде не обнаруживаются. Протон же и нейтрон ввиду большой массы будут обладать энергиями порядка наблюдаемых в ядрах. Применяя это рассуждение к тяжелому электрону, мы видим, что энергия его, при заключении в столь малый объем, будет порядка собственной энергии, поэтому и эта точка зрения говорит против возможности существования новых полутяжелых частиц в атомных ядрах в готовом виде.

Несмотря на это, тяжелый электрон может играть чрезвычайно существенную роль в ядерных процессах, осуществляя перенос взаимодействия между нейтроном и протоном. Проблема нахождения внутриядерных сил столь существенна для всей физики ядра, а перспективы в этом направлении, возникшие в связи с открытием новой частицы, столь заманчивы, что мы остановимся несколько подробнее на этом пункте. По представлениям квантовой электродинамики электромагнитное взаимодействие между двумя заряженными частицами например протоном и электроном, следует представлять реализованным благодаря следующему своеобразному двухтактному процессу: сначала первая частица (взаимодействующая с полем фотонов) испускает фотон (процесс первого порядка), который затем поглощается второй частицей (процесс второго порядка). Испускание и поглощение фотонов происходят при этом виртуально, т. е. фотон отнюдь не излучается „на самом деле“.

Последнее ясно также из того факта, что электромагнитное поле существует вне заряда в виде поперечных волн или фотонов в состояниях поперечной поляризации, так что фотоны продольного поля, реализующие в данном случае передачу взаимодействия между зарядами, реально вообще не испускаются. Описанный процесс станет яснее из следующей схемы, где r_1 и r_2 обозначают координаты 1-й и 2-й частиц:

$$\begin{array}{ccc}
 0. & e_1(r_1) & \searrow & e_2(r_2) \\
 1. & e_1(r_1) & \xrightarrow{h\nu} & e_2(r_2) \\
 2. & e_1(r_1) & \searrow & e_2(r_2)
 \end{array}$$

Конечно, одновременно идет встречный процесс испускания фотона второй и поглощения его первой частицей. Таким образом в результате обе частицы оказываются связанными двумя „канатами“, т. е. находятся во взаимодействии друг с другом, тогда как первоначально каждая из них взаимодействовала только с электромагнитным полем. Подобная картина возникновения взаимодействия, требуемая формальным аппаратом квантовой электродинамики, обладает своеобразной наглядностью, не уступающей модели взаимодействия по классической теории Максвелла.

Более того, можно показать, что в случае переноса взаимодействия единичными квантами-частицами квантовая теория дает результат, совпадающий с классическим. Именно, потенциал взаимодействия дается гриновской функцией уравнения, описывающего поле частиц, переносящих взаимодействие¹¹.

Поле продольных фотонов описывается уравнением Лапласа

$$\Delta A_0 = 0,$$

решение которого дает гриновскую функцию G

$$G = A_0 = \frac{1}{4\pi |r_1 - r_2|} = \frac{1}{4\pi r}$$

и вместе с тем взаимодействие по закону Кулона

$$V = e_1 e_2 G = \frac{e_1 e_2}{4\pi r}.$$

При учете векторного потенциала поля, т. е. поперечных фотонов, к кулоновской энергии взаимодействия прибавляются члены, зависящие не только от координат, но и от скоростей и спинов взаимодействующих частиц. Выражение взаимной потенциальной энергии в этом случае дается формулами Брейта—Меллера, представляющими закономерное приближение к полному релятивистскому решению.

Взаимодействие между ядерными тяжелыми частицами (нейтроном и протоном) не может, очевидно, иметь электромагнитного характера в виду отсутствия у нейтрона заряда. Какие же еще частицы может, хотя бы виртуально, испускать нейтрон, чтобы иметь возможность обмениваться ими с другими нейтронами и протонами? Естественно, прежде всего приходит в голову мысль об электронах, которые, ведь, не только виртуально, но и реально излучаются при β -распаде. В таком случае, казалось бы, потенциал взаимодействия между двумя тяжелыми частицами V давался бы гриновской функцией G волнового уравнения для поля

электронов, т. е. квантованного уравнения Дирака, или, более грубо, релятивистского уравнения второго порядка (4), т. е.

$$V = \text{const} \cdot \frac{e^{-k_0 r}}{r}, \quad k_0 = \frac{mc}{\hbar}. \quad (11)$$

Эта заманчивая по своей простоте формула была, однако, отброшена автором этих строк в 1933 г. по следующим соображениям. Основное достоинство потенциала вида (11) заключается в том, что он дает „коротко-действующие“ силы, в противоположность кулоновской энергии, весьма медленно спадающей с расстоянием. Действительно, при расстояниях r , больших комптоновской длины волны электрона $\frac{\hbar}{mc}$, т. е. $r > 10^{-11}$ см, потенциал V практически обращается в нуль, отражая, таким образом, существенную сторону ядерных сил. К сожалению, 10^{-11} см является слишком большим расстоянием, так как ядерные силы простираются не далее $10^{-13} - 10^{-12}$ см. Подстановка же в (11) комптоновской длины для тяжелой частицы, наоборот, давала слишком малый радиус действия, порядка $10^{-14} - 10^{-15}$ см. Вторым отрицательным аргументом было существенное замечание, что ведь один электрон сам по себе никогда не может испускаться или поглощаться нейтроном, что следует прежде всего из невозможности построить из одной спинорной дираковской волновой функции электрона ψ_i четвертую составляющую вектора, и, следовательно, выражения энергии взаимодействия с полем электрона. Кроме того, при испускании одного лишь электрона нейтроном был бы нарушен закон сохранения спина, так как все три частицы (n , p , e) имеют спин, равный $\frac{1}{2}$ в долях $\frac{\hbar}{2\pi}$. Отсюда мы видим необходимость порождения одновременно с электроном другой частицы, также обладающей спином $\frac{1}{2}$ и описываемой спинорной волновой функцией, но лишенной, очевидно, заряда, т. е. приходим к гипотезе нейтрино, исторически возникшей иным путем из соображений о сохранении энергии при β -распаде. Теперь из двух спинорных функций можно просто составить энергию взаимодействия тяжелой частицы с полем пар легких частиц: электронов и нейтрино, в виде

$$U = g\psi_e\psi_\nu, \quad (12)$$

где g — новая постоянная размерности *эрг. см³*, играющая роль „заряда“ тяжелой частицы.

Основываясь на подбных идеях, Ферми положил в 1934 г. выражение (12) в основу своей теории β -распада, явившейся первой и пока что единственной цельной картиной этого самого тонкого ядерного процесса. Несмотря на свой всегда отчетливо осознаваемый предварительный характер, теория Ферми, безусловно, содержит значительную долю истины. Она позволила расшифровать чрезвычайно запутанный материал β -спектров, вывести пра-

вила Серджента (т. е. аналог закона Гейгера — Нэттолла для β -распада), объяснила общий характерный вид кривой β -спектра, позволила сделать заключения о массе нейтрино и, наконец, стимулировала развитие общей теории взаимодействия ядерных частиц и их магнитных моментов¹⁰.

Если мы твердо стоим на почве гипотезы о переносе взаимодействия между нейтронами и протонами какими-то частицами электронного типа, то можно идти далее по двум направлениям:

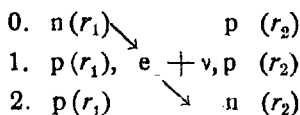
1) или сохранить обычный электрон с добавлением нейтрино, которые вместе и будут переносить взаимодействие, или 2) ввести новую частицу типа электрона, но во всяком случае обладающую целочисленным спином, для того чтобы взаимодействие могло переноситься единичными новыми частицами.

Подсчет ядерных сил на основе первой возможности по формуле (12), по предложению Тамма и автора этих строк, действительно дает энергию взаимодействия между тяжелыми частицами, весьма быстро спадающую с расстоянием, имеющую требуемый обменный характер и равную по величине

$$V = \frac{g^2}{hcr^6}. \quad (13)$$

Однако подстановка эмпирического значения константы g , определенного из сравнения теории с данными β -распада, дает на интересующих нас расстояниях $r \sim 10^{-13}$ см ничтожно малый результат: $V \sim 10^{-6}$ eV, вместо ожидаемых 10^{+6} eV. Столь же большое расхождение дает подсчет магнитного момента нейтрона. Хотя поправки, внесенные Конопинским и Уленбеком в теорию β -распада [введение производных от ψ -функций в формулу (12)], улучшают не только согласие теории Ферми с опытом, но и смягчают расхождение в теории ядерных β -сил, указанная схема взаимодействия нейтрона — протона не могла быть приведена к законченной, лишенной недостатков форме. Физическое основание для малой величины β -сил заключается в весьма малой вероятности β -распада, так что средние периоды жизни возбужденных перед β -испусканием ядер (или, грубо говоря, возбужденных протонов и нейтронов в ядрах) чрезвычайно, так сказать „геологически“, велики по сравнению с периодами всевозможных ядерных процессов и колебаний частиц в ядре. Бесспорно, теория ядерных β -сил (столь же, повидимому, недостаточных для объяснения громадных энергий связи в ядре, как и силы гравитационные или электромагнитные, например, между двумя протонами) многому нас научила: впервые при помощи квантовой теории были получены сведения о возможности переноса взаимодействия не единичными частицами, но парами: электрон и нейтрино, или позитрон и нейтрино, что не имеет аналога в классической теории. Далее, была выяснена принципиальная возможность построения обменных сил различного типа: с обменом координатами (майорановские силы) или координатами и спинами

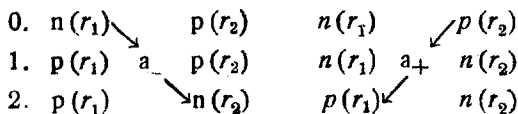
(гейзенберговский случай). Подобное представление о взаимодействии n и p , обусловленном виртуальным испусканием нейтроном электрона и нейтрино ($n \rightarrow p + e_- + \nu$) (процесс первого порядка), с превращением n в p , и последующим поглощением этой пары протоном ($p + e_- + \nu \rightarrow n$) (процесс второго порядка), с превращением p в n , позволило также поставить вопрос о виртуальном испускании и поглощении пары легких частиц одной и той же тяжелой частицей, т. е. о самодействии и магнитном моменте тяжелых частиц. Общая схема обмена электроном и нейтрино имеет следующий вид:



Отсюда ясно, что в результате нейтрон и протон поменялись координатами r_1 и r_2 , т. е. силы носят обменный характер. Конечно, одновременно будет переноситься взаимодействие через позитрон и нейтрино, испущенные протоном. Оставляя в стороне иные предложенные гипотезы, идущие в том же направлении (перенос взаимодействия парой: электрон + позитрон или электрон и три нейтрино и т. д.), обратимся ко второй из указанных возможностей, связанной с открытием тяжелого электрона. Реально тяжелый электрон может и не испускаться ядрами, но все же по представлениям квантовой электродинамики он будет с некоторой вероятностью виртуально порождаться одной ядерной тяжелой частицей и поглощаться другой, т. е. будет в состоянии переносить взаимодействие внутри ядра. Итак, допустим следующий процесс второго порядка: пусть в начале имеется нейтрон в точке r_1 и протон — в r_2 , взаимодействующие каждый только с полем тяжелых электронов, но не друг с другом (так же, как электрон должен взаимодействовать с полем нерожденных фотонов, чтобы иметь возможность испустить последние).

Пусть теперь нейтрон в точке r_1 испускает отрицательно заряженный тяжелый электрон и переходит в протон; ввиду целочисленного спина тяжелого электрона a и векторного характера его волновой функции никакого нейтрино здесь не нужно. Итак, в результате процесса первого порядка ($n \rightarrow p + a_-$) будем иметь два протона и тяжелый электрон.

Наконец, первоначальный протон в точке r_2 поглотит тяжелый электрон и перейдет в нейтрон в точке r_2 ($p + a_- \rightarrow n$), и мы снова получим в результате процесса второго порядка нейтрон и протон, но уже взаимодействующие друг с другом. Взаимодействие будет снова носить обменный характер, что лучше всего видно из следующей схемы:



Одновременно взаимодействие будет переноситься положительной полутяжелой частицей a_+ , испускаемой протоном. Отсюда ясно, что p и r обменялись координатами. Энергию обменного взаимодействия между нейтроном и протоном можно подсчитать опять-таки по квантовой электродинамике, исходя из простейшего выражения взаимодействия каждой тяжелой частицы с полем единичных полутяжелых частиц вида (7)

$$U_1 = g\varphi_0, \quad (14)$$

где φ_0 — четвертая составляющая волновой ψ -функции полутяжелой частицы, заменяющая сейчас обычный электромагнитный скалярный потенциал φ_0 , а g — новая постоянная — „заряд“ тяжелой частицы, по размерности совпадающий с обычным электрическим зарядом. Возможно, однако, на основании упомянутой выше теоремы сразу написать величину искомой энергии взаимодействия V_1 как гриновскую функцию G уравнения, описывающего статическое поле полутяжелых частиц, т. е. уравнения (4) с отброшенной зависимостью от времени (11)

$$\left. \begin{aligned} \Delta\varphi_0 - \frac{m_a c^2}{\hbar^2} \varphi_0 &= 0, \\ V_1 = \text{const} \cdot G &= \frac{g^2 e^{-k_0 r}}{r}, \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

где

$$k_0 = \frac{m_a c}{\hbar}. \quad (16)$$

Ввиду большой массы полутяжелой частицы m_a по сравнению с массой электрона m , соответствующая комптоновская длина волны

$$\lambda_a = \frac{1}{k_0} = \frac{\hbar}{m_a c}$$

будет в 100—200 раз меньше обычной комптоновской длины волны $\lambda_e = \frac{\hbar}{m c}$. Таким образом ввиду быстрого затухания множителя $e^{-k_0 r}$ при $r > \frac{1}{k_0}$ сразу видно, что полученные ядерные силы будут „короткого“ действия, простираясь на расстояния не больше λ_a , что как раз дает для радиуса ядра правильный порядок в 10^{-13} см ($\lambda_a \approx \frac{\lambda_e}{100} \sim \frac{10^{-11}}{100} = 10^{-13}$).

Конечно, обратно, из значения радиуса ядра можно определить порядок полутяжелой массы $m_a = m \cdot 100$. Этот фундаментальный результат (которого мы прежде не могли получить, подставляя в уравнение (4) и формулу (11) массу электрона m) заставляет отнестись со вниманием к данному варианту модели ядерных сил и оправдывает попытки дальнейшего уточнения теории, к краткому изложению которой мы и обратимся. Конечно, связь тяжелой частицы с полем полутяжелых вида $U_1 = g\varphi_0$ является только

частью общего взаимодействия, которое наряду с 4-й компонентой потенциала φ_0 должно включать также члены с вектор-потенциалом φ , а также, возможно, и с шестивектором F, G поля Прока. Как всегда, релятивистские соображения непосредственно ведут к разумным результатам, которые мы сделаем наглядным путем сопоставления с соответствующими выражениями взаимодействия обычной заряженной частицы, например, электрона, с электромагнитным полем, описываемым скалярным и векторным потенциалами.

А priori в уравнении электрона, кроме связи с потенциалами поля, мог бы входить еще член типа Паули, описывающий взаимодействие магнитного момента с магнитным полем: $U_2 = -\mu H$. Как известно, для электрона это является излишним, так как соответствующий добавок автоматически учитывается уравнением Дирака. Возможность же подобного дополнения в уравнении для незаряженного, но обладающего магнитными моментами нейтрона специально обсуждалась Оппенгеймером и Таммом. В данном случае у нас нет заранее аргументов против включения подобных членов, более того, они оказываются существенными для правильной теории дейтерона. Окончательно мы получим следующие выражения для взаимодействия с полем:

Заряженная частица „заряда“ e в электромагнитном поле

$$U_1 = e \left\{ \varphi_0 + \frac{1}{c} (vA) \right\}$$

$$U_1 \rightarrow e\varphi_0 \quad \left(\text{при } \frac{v}{c} \ll 1 \right)$$

Тяжелая частица „заряда“ g в полутяжелом поле.

$$U_1 = g \left\{ \varphi_0 + \frac{1}{c} (v\varphi) \right\} \quad (17)$$

$$U_2 = \frac{f}{k_0} \left\{ \rho_2 (\sigma F) + \rho_3 (\sigma G) \right\} \quad (18)$$

Полное взаимодействие:

$$U = U_1 + U_2$$

в нерелятивистском приближении переходит в

$$U \rightarrow g\varphi_0 + \frac{f}{k_0} (\sigma G), \quad (19)$$

где v — скорость частицы, которая по уравнению Дирака заменяется матрицей α , f — новая постоянная, независимая априорно от g , но той же размерности обычного заряда. Сравнение с опытом (см. ниже) позволяет предварительно положить $f \approx g^2$.

В таблице помещены также приближенные нерелятивистские выражения для взаимодействия, пригодные при малых скоростях тяжелых частиц, рассмотрением которых мы и ограничимся. Из последних видно, что $U_1 = U_{\parallel}$ будет относиться к взаимодействию с продольной частью поля, а $U_2 = U_{\perp}$ — с частью поперечной. Ве-

личина $\frac{f}{k_0} \sigma$, где σ — три спиновых матрицы Дирака, играет роль собственного квази-магнитного момента тяжелой частицы, G — магнитная часть шестивектора поля Прока. Излишне подчеркивать, что все эти величины не имеют электромагнитной природы; например, незаряженный нейтрон обладает квази-зарядом g и т. д.

Более точно энергию связи каждой тяжелой частицы с полем полутяжелых следует написать в виде

$$U_1 = g(Q\varphi_0 + Q^*\varphi_0^*), \quad U_2 = \frac{f}{k_0} \{ Q(\sigma G) + \text{компл. сопр.} \}, \quad (20)$$

где Q — гейзенберговский оператор превращения нейтрона в протон, Q^* — оператор обратного превращения. Энергия взаимодействия протона — нейтрона будет тогда содержать коэффициент вида

$$P_H = \frac{Q^*(1)Q(2) + Q(1)Q^*(2)}{2}, \quad (21)$$

указывающий на обменный характер сил ("или 1-я частица превращается в нейтрон и 2-я — в протон или наоборот"). Полученную выше продольную часть взаимодействия V_1 (16) также нужно умножить на коэффициент P_H .

Подсчет по квантовой электродинамике дает следующее выражение для поперечной части энергии взаимодействия нейтрон — протон:

$$V_2 = P_H f^2 \frac{e^{-k_0 r}}{r} \left\{ (\sigma_1 \sigma_2) \left(1 + \frac{1}{k_0 r} + \frac{1}{k_0^2 r^2} \right) - \frac{(\sigma_1 r)(\sigma_2 r)}{r^2} \left(1 + \frac{3}{k_0 r} + \frac{3}{k_0^2 r^2} \right) \right\}, \quad (22)$$

где σ_1, σ_2 обозначают спины обеих тяжелых частиц, а $r = |r_1 - r_2|$ — расстояние между ними. Общее взаимодействие будет суммой поперечного и продольного

$$V = V_1 + V_2.$$

Точное решение уравнения Шредингера для дейтерона с потенциалом V весьма сложно ввиду тесной связи орбитального движения со спинами. Мы не совершим, однако, большой ошибки, если примем волновую функцию в виде произведения орбитальной на спиновую и произведем усреднение по спинам. Гейтлер—Кеммер—Фрелих и Юкава с сотрудниками, ограничиваясь рассмотрением S -термов, получают взаимодействие протон — нейтрон в виде комбинации гейзенберговского и майорановского членов

$$V = \left\{ P_H \left(g^2 - \frac{2}{3} f^2 \right) + P_M \frac{4f^2}{3} \right\} \frac{e^{-k_0 r}}{r}, \quad (23)$$

или при $g = f$

$$V = \frac{g^2}{3} (P_H + 4P_M) \frac{e^{-k_0 r}}{r} \left(P_H = P_H \frac{1 + \sigma_1 \sigma_2}{2} \right). \quad (23a)$$

Как раз подобное соотношение между главными майорановскими и более слабыми гейзенберговскими силами требуется существующей полуэмпирической теорией дейтерона. Для основного триплетного и второго синглетного состояний дейтерона получается

$${}^3S: V = \frac{-e^{-k_0 r}}{r} \left(g^2 + \frac{2}{3} f^2 \right) \rightarrow -\frac{5}{3} g^2 \frac{e^{-k_0 r}}{r}, \quad (24a)$$

$${}^1S: V = \frac{-e^{-k_0 r}}{r} (2f^2 - g^2) \rightarrow -\frac{g^2 e^{-k_0 r}}{r}. \quad (24b)$$

Нетрудно также получить аналог формулы Меллера—Брейта, когда взаимодействие между тяжелыми частицами будет зависеть от их скоростей. Из сравнения с эмпирическим значением величины потенциальной ямы в дейтероне, равной $25 \cdot 10^6$ eV для основного состояния, подставляя $r = 3 \cdot 10^{-13}$ см, мы найдем для новых постоянных значения порядка нескольких зарядов электрона.

Интересно отметить, что чисто теоретические соображения, даже без привлечения эмпирических данных о дейтероне, позволяют указать разумные границы для новых констант g и m_a или $k_0 = \frac{m_a c}{\hbar}$. Верхняя граница для g определяется из требования, чтобы безразмерная величина $\frac{g^2}{\hbar c}$ (аналог постоянной тонкой структуры), по которой будет идти разложение при подсчетах возмущения, была бы меньше единицы. Отсюда, при $\frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}$ получаем

$$\frac{g^2}{\hbar c} < 1, \quad g < \sqrt{137} e; \quad \text{т. е. } g < 11 e. \quad (25)$$

Лучшее же значение на сегодня, равное $5e$, даст $\frac{g^2}{\hbar c} \sim \frac{1}{6}$. Применяя затем к потенциалу $V = \frac{g^2 e^{-k_0 r}}{r}$ теорему вириала и простейшее квантование по Бору, получаем для определения радиусов устойчивых орбит уравнение

$$\beta e^\alpha = \alpha^2 + \alpha, \quad (\alpha = k_0 r), \quad (26)$$

причем α должно быть меньше единицы. Отсюда, как условие разрешимости трансцендентного уравнения имеем $\beta < \frac{0,7}{2} = 0,35$, а для отношения масс тяжелого электрона и протона

$$\frac{m_a}{M} < 0,35 \frac{g^2}{\hbar c}; \quad \frac{m_a}{M} < 0,3,$$

где $\beta = \frac{m_a \hbar c}{M g^2}$ протона или нейтрона,

откуда получаем верхнюю границу для массы тяжелого электрона

$$m_a < 0,3 M, \quad m_a < 500 m. \quad (27)$$

Итак, если тяжелый электрон вообще является передатчиком ядерных сил, то масса его не может превышать 500 масс электрона,

а новый заряд тяжелых частиц не может быть более 11 *e*. Весьма удовлетворительно, что крайние экспериментальные значения не выходят из этих пределов, а лучшие данные (см. выше результаты анализа Корсона—Броде и теории Гейтлера) равняются половине указанных верхних границ.

Мы видим, что применение тяжелого электрона к модели ядра позволяет, пусть пока что не очень точно, определить теоретически, без всяких измерений с космическими лучами, значение массы новой частицы и заряда тяжелых частиц. Эта теория ядерных сил в более простой форме была предложена Юкава, после того как выяснилось малое значение энергии, даваемое β -силами. После открытия тяжелого электрона гипотеза Юкава, естественно, привлекла большое внимание. В настоящее время идет усиленная разработка уравнений Прока, способных, повидимому, вполне удовлетворительно описать свойства новой частицы, и, в частности, выясняется плодотворность рассматриваемой схемы ядерных сил. Максвеллоподобные уравнения Прока (8) описывают движение свободной полутяжелой частицы. При наличии же внешнего электромагнитного поля, заданного потенциалами A_0 , A , дифференцирование по времени и координатам, или соответственные импульсы, нужно пополнить членами с потенциалами, как и в совершенно аналогичном случае уравнений Шредингера или Дирака

$$\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \rightarrow \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{ie}{hc} A_0; \quad \text{grad} \rightarrow \text{grad} - \frac{ie}{hc} A.$$

Таким образом уравнения (8) примут вид

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{ie}{hc} A_0 \right) F - \left[\text{grad} - \frac{ie}{hc} A \right] \cdot \mathbf{A} - k_0^2 \varphi &= 0, \\ \left(\text{grad} - \frac{ie}{hc} A \right) F + k_0^2 \varphi &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

где [] обозначает векторное произведение, а φ_0 , φ — четыре компоненты функции тяжелого электрона.

Отсюда после итерации и перехода к нерелятивистскому случаю [заменить $\frac{h}{i} \frac{\partial}{\partial t} \varphi$ через $(E + m_a c^2) \varphi$; отбросить члены с E^2 и разделить все уравнение на $2m_a c^2$], что является точным повторением соответствующих операций с уравнением Дирака (см. например, „Начала квантовой механики“ проф. Фока), окончательно получим волновое уравнение Шредингера для тяжелого электрона заряда e в электромагнитном поле

$$\left\{ -E + eA_0 - \frac{h^2}{2m_a} \left(\text{grad} - \frac{ie}{hc} A \right)^2 \right\} \varphi - \frac{ieh}{2m_a c} [\mathbf{H} \varphi] = 0. \quad (29)$$

Добавочный член $\frac{ieh}{2m_a c} [\mathbf{H} \varphi]$ можно переписать в виде

$$\mu_a (\sigma' H) \varphi,$$

где

$$\mu_a = \frac{eh}{2m_a c}, \quad \sigma_x' = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & -1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_y' = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\sigma_z' = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \varphi = \begin{vmatrix} \varphi_1 \\ \varphi_2 \\ \varphi_3 \end{vmatrix}$$

Отсюда видно, что величина μ_a играет роль собственного магнитного момента тяжелого электрона. Так как матрицы обладают собственными значениями $\pm 1, 0$, то тяжелый электрон может иметь исчезающий момент. Таким путем устанавливаются законы взаимодействия новой частицы с нейтронами и протонами [см. уравнения (19)] и с электромагнитным полем. Значение магнитного момента тяжелого электрона можно использовать для объяснения магнитных моментов тяжелых частиц. Аналогично тому, как новая теория исправляет малое значение энергии связи, получавшееся по модели β -сил, значение магнитного момента нейтрона также будет теперь иметь правильный порядок величины.

Согласно гипотезе Вика магнитный момент нейтрона будет обусловлен магнитным моментом μ_a виртуально испущенной частицы, т. е. в данном случае тяжелого электрона отрицательного заряда, и будет даваться значением μ_a , умноженным на относительное время пребывания нейтрона в виртуально расщепленном состоянии: нейтрон \rightarrow протон $+$ отрицательный тяжелый электрон. Относительное время жизни нейтрона в расщепленном состоянии равняется примерно $\tau \approx \frac{g^2}{hc}$, где g есть введенный выше заряд тяжелой частицы.

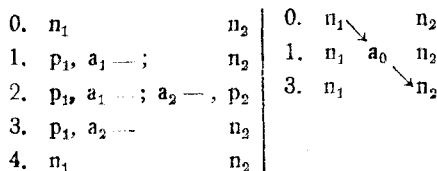
В самом деле, вероятность расщепления или квадрат отношения возмущенной и невозмущенной волновых функций должен быть безразмерным числом, пропорциональным квадрату параметра возмущения, т. е. заряда g . Отсюда, отрицательный магнитный момент нейтрона в согласии с эмпирическими данными окажется равным

$$\mu_n \sim \frac{g^2}{hc} \mu_a \sim \frac{g^2}{hc} \frac{eh}{2m_a c} \sim \frac{eh}{2mc} \cdot \frac{m}{M} \cdot \frac{M}{m_a} \cdot \frac{1}{6} \sim 1,5 \mu_0,$$

где μ_0 обозначает ядерный магнетон, равный $\frac{1}{1840} \cdot \frac{eh}{2mc}$, т. е.

$\frac{1}{1840}$ боровского магнетона. Аналогично определяется добавочный магнитный момент протона, обязанный виртуальному расщеплению последнего на нейтрон и тяжелый позитрон. Сравнение полученных значений магнитного момента нейтрона и протона с экспериментальными данными дает способ независимого определения массы новой частицы при знании заряда g . Отсюда находим, согласно Гейтлеру: $m_a \sim 180m$. Получив в руки закон сил между нейтроном и протоном, мы сможем, наконец, построить теорию ядра на рациональной основе, хотя, конечно, ввиду известной сугубой грубости модели одного тела здесь нельзя будет говорить о немедленном построении полной периодической системы ядер; т. е., относительно, по сравнению с теорией атома, знание закона сил между

ядерными частицами дает меньше, чем знание закона Кулона в атоме. Ввиду не очень точного, на сегодня, значения массы новой частицы и заряда g подсчет полутяжелых сил между двумя протонами или двумя нейтронами, требующий учета не 2-го, но четвертого приближения, носит еще более предварительный характер. Согласно интерпретации опытов Тюве и его сотрудников (Брейтом и другими) между двумя протонами, кроме Кулоновского отталкивания, действуют притягательные силы ядерного типа, примерно равные силам между нейтроном-протоном. Сейчас еще трудно сказать, придется ли ввести для объяснения этих сил добавочную гипотезу о существовании „нейтретто“ нейтральных полутяжелых частиц a_0 , которыми два нейтрона или два протона смогут обмениваться непосредственно во 2-м, а не в 4-м приближении (сравнить с обменом нейтральными фотонами). Для пояснения мы приведем схему обмена заряженными (слева) и нейтральными (справа) частицами (значки 1 и 2 указывают координаты частиц r_1 и r_2 , причем для простоты мы не учитываем спина)



Подсчет Гейтлера—Фрелиха—Кеммера дает для сил между одинаковыми тяжелыми частицами в 4-м приближении всегда отталкивание, тогда как обмен нейтральными тяжелыми электронами даст, конечно, притяжение, которое может достигать значения взаимодействия нейтрон—протон. Отметим еще, что введение новой частицы в ядерную физику открывает пути и для уточнения теории β -распада. Возможно, что тяжелые частицы непосредственно взаимодействуют лишь с полутяжелыми, последние же как с тяжелыми, так и с полем пар легких: электронов и нейтрино. Тяжелый электрон во время своего путешествия от протона к нейтрону может с некоторой вероятностью породить электрон и нейтрино. Так как подобное включение промежуточного агента не меняет существенных сторон β -распада, то общая картина теории Ферми останется неизменной. Малая вероятность β -распада будет связана с тем, что полутяжелые частицы гораздо интенсивнее взаимодействуют с тяжелыми, чем с легкими.

Подчеркнем, наконец, что открытие тяжелого электрона, кроме расшифровки природы и основных свойств до тех пор совершенно непонятной жесткой компоненты космических лучей, кроме весьма существенного уточнения модели ядерных сил, несомненно, будет также значительно способствовать построению общей теории элементарных частиц и, специально, выяснению природы собственной массы. Если допустить, что масса электрона и позитрона имеет электромагнитную природу, то будет ли масса нейтрона-протона носить в основном полутяжелый характер, поскольку взаимодействие

ТАБЛИЦА 1

Таблица элементарных частиц 1938 г.

Частица	Покоящаяся масса	Заряд	Спин и статистика	Уравнение движения	(Вторичное свойство) магнитный момент	Природа массы
1. Электрон	$m = 0,9 \cdot 10^{-28} \text{ г}$	$-e$	$\frac{1}{2} \hbar$, Ферми	Уравнение Дирака	$\mu_0 = -\frac{eh}{2mc}$	Электромагнитная?
2. Позитрон	m	$+e$	То же	"	$-\mu_0$	"
3. Фотон	0	0	0, Бозе	Уравнение Максвелла	0	—
4. Протон	$M = 1840 m$	$+e$	$\frac{1}{2} \hbar$, Ферми	Уравнение Дирака дает неплохое приближение	$+2,5\mu_0 \frac{m}{M} ?$	Полутяжелая?
5. Нейтрон	M	0	То же		$\sim -\mu_0 \frac{m}{M} ?$	
6. Тяжелый электрон и позитрон (полутяжелая частица)	$\sim 200 m$	$\pm e^*$	$\hbar ?$ Бозе?	Уравнение Прока?		Вызваны? β -силами
7. Нейтрино	$m_\nu < m$ $m_\nu \sim 0$		$\frac{1}{2} \hbar$, Ферми	Уравнение Дирака хорошо описывает требуемые свойства	0?	?

тяжелых частиц, а следовательно, и часть, по крайней мере, самодействия осуществляются через полутяжелые частицы? Какова же тогда природа массы самого тяжелого электрона? Может быть, она обусловлена как раз β -силами, поскольку новые частицы могут испускать электрон и нейтрино или распадаться на пару этих частиц? В связи со всем этим стоит проблема введения в теорию жовой постоянной, скажем, радиуса электрона (или протона, или нейтрона, или тяжелого электрона), — весьма тонкий вопрос, выходящий за рамки настоящей заметки.

В заключение первого обзора о новой частице приведем таблицу всего известного на сегодня семейства элементарных частиц, заносая в их „паспорта“ самые основные свойства. Общая картина строения материи представляется сейчас в следующем виде: космические лучи состоят из электронов, позитронов и (вторичных) фотонов (мягкая компонента); жесткие космические лучи в большинстве, вероятно, состоят из заряженных тяжелых электронов обоих знаков. В земных условиях материя состоит из электромагнитных полей (фотонов) и атомов, составленных из отрицательных электронов и положительных ядер. Ядра состоят из тяжелых частиц — нейтронов и протонов. Все гравитационные свойства мы оставляем в стороне. Наиболее сомнительные экспериментальные и теоретические данные отмечены знаком вопроса.

В этой таблице первые три строки являются наиболее известными и в достаточной степени гарантированными. Отнюдь не все клетки таблицы являются независимыми, например: спин и статистика взаимно обуславливают друг друга, и обе эти характеристики однозначно связаны с типом уравнения. Магнитный момент электрона, являющийся важнейшим из вторичных свойств, как известно, также полностью определяется уравнением Дирака. Очевидно, подобная редукция таблицы по горизонтальным направлениям будет иметь место, кроме электронов и фотонов, и для других частиц, для которых уравнения движения еще не столь достоверны.

Наиболее трудным пунктом будущей теории элементарных частиц явится, по видимому, установление связи массы с зарядом и видом уравнения. Вместе с тем должна будет иметь место значительная редукция таблицы и по вертикали, наряду с возможным добавлением новых частиц, как антипротоны (?), нейтральные тяжелые электроны (?) и т. д. (частицы, которых мы не можем ни убедительно предсказать, ни запретить в данный момент). Общая теория для электронов-позитронов, нередко возникающих парами, является началом подобной редукции. В порядке свертывания по вертикали протон и нейтрон, вероятно, окажутся двумя состояниями одной и той же тяжелой частицы; далее, фотон по нейтринной теории света следует рассматривать как некоторую комбинацию пары нейтрино, что дает другой пример вероятного сведения частиц друг к другу (12); наконец, новая полутяжелая частица, возможно, сведется к электрону и нейтрино. Может быть, вообще все элементарные частицы окажутся различными состояниями одной фун-

даментальной частицы, так что различные значения масс будущая теория вычислит столь же естественно, как ряд значений термов в спектре водорода.

Если мы вспомним, что большая часть таблицы датируется 1928 г. (уравнение Дирака), а особенно интенсивное заполнение ее началось всего 5—6 лет назад (нейтрон, ядерная модель, открытие позитрона и тяжелого электрона, гипотеза нейтрино), то ощущение оптимизма, свойственное современной физике, представится нам совершенно законным, несмотря на большие пробелы в нашем понимании связей между основными частицами материи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Иваненко, Успехи физич. наук, **19**, 322, 1938; о математической¹⁾ стороне теории ливней см. Иваненко и Соколов, ЖЭТФ. (в печати).
2. Blackett, Proc. Roy. Soc., **165**, 11, 1938; Blackett a. Wilson, *ibid.*, **165**, 209, 1938.
3. Corson a. Brode, Phys. Rev., **53**, 773, 1938.
4. Иваненко и Соколов, Sow. Phys., **11**, 590, 1937; Труды СибФТИ, **5**, 32, 1937; Вейскопф, Успехи физич. наук, **16**, 293, 1936.
5. Proca, Journ. de Phys., **7**, 347, 1936; **8**, 23, 1937.
6. Durandkin u. Erschow, Sow. Phys., **12**, 466, 1937.
7. Yukawa, Sakata, Taketani, Proc. Phys.-Math. Soc. Japan, **20**, No 4, 1938.
8. Kemmer, Proc. Roy. Soc., **166**, 127, 1938; Frölich, Heitler a. Kemmer, *ibid.*, **166**, 154, 1938.
9. Bothe u. Schmeiser, Ann. d. Phys., **32**, 161, 1938.
10. Гейзенберг, Успехи физич. наук, **16**, 1, 1936.
11. Иваненко, ЖЭТФ, **8**, 260, 1938.
12. Соколов, ЖЭТФ (ряд статей в 1937—1938 гг.).
13. См. работы И. Тамма, развивающего гипотезу полужелтого спина новой частицы.

¹⁾ Просьба к читателям исправить по этой статье ошибки, вкравшиеся в уравнения, приведенные в примечаниях к нашему предыдущему обзору в Успехи физич. наук.