

образованной нуклонами, находящимися на замкнутых оболочках, в частности влияние этих факторов на β -распад тяжёлых ядер.

Однако этот вопрос выяснен ещё далеко недостаточно и ниже рассматриваться не будет.

Состояние теории β -распада несколько лет назад, подытоженное в известных учебниках (Грошев и Шапиро¹, Ферми², Блатт и Вейскопф³) и обзорных статьях (Бу⁴), характеризовалось следующим:

1) После преодоления экспериментальных трудностей было показано, что спектр (распределение по энергии β -частиц) разрешённых переходов прекрасно согласуется с теорией Ферми. Распределение энергии β -распада между электроном и нейтрино определяется статистическим весом соответствующих состояний. Этот результат позволил полностью отвергнуть предположение Конопинского и Юленбека⁵, согласно которому матричный элемент β -распада зависит от импульсов рождающихся частиц, т. е. от производных волновых функций. Было показано, таким образом, что в выражение матричного элемента, определяющего вероятность β -процесса, входят в виде произведения сами волновые функции четырёх частиц, участвующих в β -процессе (протон, нейтрон, нейтрино, электрон или позитрон), а не их производные.

2) Матричный элемент взаимодействия (плотность энергии взаимодействия) должен быть инвариантен относительно преобразования Лоренца — таково очевидное требование теории относительности. Из четырёх волновых функций частиц со спином $1/2$ инвариант можно составить несколькими способами. Для расчётов вероятности β -процесса удобно инвариант составлять из членов, записанных как произведение какой-то величины, зависящей только от двух волновых функций нуклонов (индекс N), и соответствующей величины, зависящей только от волновых функций лёгких частиц (индекс L).

Известно, что можно составить инвариант пятью способами: как произведение двух скаляров:

$$S = S_N \cdot S_L;$$

как скалярное произведение двух четырёхмерных векторов:

$$\begin{aligned} V = (V_N \cdot V_L) &= \sum_{i=1}^4 V_{iN} \cdot V_{iL} = \\ &= V_{0N} \cdot V_{0L} - V_{1N} \cdot V_{1L} - V_{2N} \cdot V_{2L} - V_{3N} \cdot V_{3L}; \end{aligned}$$

из двух тензоров:

$$T = -\frac{1}{2} \sum_{i, k=1}^4 T_{ikN} \cdot T_{ikL},$$

где T_{ik} — антисимметричный тензор ($T_{ik} = -T_{ki}$); из двух аксиальных векторов:

$$A = \sum_{i=1}^4 A_{iN} \cdot A_{iL},$$

где A_N и A_L — аксиальные векторы (псевдовекторы); и из двух псевдоскаляров:

$$P = P_N \cdot P_L,$$

где P_N и P_L — псевдоскаляры. Индексы 1, 2, 3 относятся к пространственным осям, 4 — к временной оси.

Для определённости условимся величины с индексом L выражать через волновые функции электрона e^- ; Ψ_e описывает рождение e^- и уничтожение e^+ , Ψ_e^* — уничтожение e^- и рождение e^+ . Если в выражения S_L , V_L и т. д. вместо волновых функций e^- подставить волновые функции e^+ , то характер их (скаляр, вектор, ...) сохранится, но изменятся знаки у некоторых коэффициентов s , v , ... В самом общем виде задача определения элементарного взаимодействия уже давно была сформулирована как задача определения пяти численных коэффициентов: s , v , t , a , p , с которыми пять различных инвариантов входят в наиболее общее, совместимое с теорией относительности выражение:

$$H = sS + vV + tT + aA + pP + (\text{эрм. сопр.}).$$

Матричный элемент β -процесса записывается как

$$M = \int H d\tau.$$

Первоначально (в 1934 г.), по аналогии с электромагнитным взаимодействием, в которое входит 4-вектор плотности заряда и плотности тока, Ферми⁶ предположил, что $H = vV$. Конкретное предположение это не оправдалось, что, конечно, не умаляет значения замечательной работы Ферми.

На предыдущем этапе, подытоженном в упомянутых книгах и статьях, было показано, что в выражении H , во всяком случае, отличен от нуля один из коэффициентов t или a . Кроме того, было получено блестящее подтверждение самой структуры выражений для H и M : среди запрещённых спектров были найдены такие случаи, когда M равно нулю в том приближении, в котором волновые функции электрона и нейтрино считаются постоянными в пределах ядра. В этих случаях (так называемые уникальные

спектры, см. ⁴) значение M зависит от производных $\frac{\partial \Psi_e}{\partial x}$, $\frac{\partial \Psi_\nu}{\partial x}$, т. е. от импульсов лёгких частиц p_e , p_ν , несмотря на то, что импульсы

не входят в элементарный закон (в выражение H). Зависимость M от p_e и p , для этих запрещённых переходов обусловила определённую форму спектра электронов (отличающуюся от формы разрешённого спектра), а также преимущественное испускание электронов в определённом направлении при распаде поляризованных ядер и корреляцию направлений β - и γ -лучей при β -распаде с образованием возбуждённого ядра и последующим испусканием γ -кванта.

Все эти тонкие эффекты были наблюдаемы на опыте.

Однако выяснение конкретного вида H в основном было проведено в последние годы.

На первый взгляд определение пяти численных констант s , v , t , a , p не представляет большого принципиального интереса и напоминает работу для справочника. В действительности с этими константами связана не только количественная сторона дела — время жизни радиоактивных ядер и правила отбора, определяющие вероятность различных переходов. В зависимости от значений этих констант по-разному решается такой принципиальный вопрос, как вопрос о зарядовой независимости β -распада, а именно: является ли β -распад нейтрона с образованием электрона в точности подобным β -распаду протона с образованием позитрона и, далее, можно ли распространить на лёгкие частицы понятия изотопической инвариантности и изотопического спина, столь плодотворные в области ядерных сил.

Второй вопрос, решение которого зависит от значений констант, — это вопрос о возможности представить β -распад как последовательность двух процессов более привычного типа (более похожего на испускание кванта) с рождением и последующим распадом какой-то гипотетической частицы с целым спином. Попытки построения такой теории были начаты Юкавой⁷ и Вентцелем⁸ в 1936 г. Предположения Юкавы в части β -распада оказались неправильными; тем не менее, они сыграли огромную роль в обнаружении и исследовании мезонов. Вопрос о промежуточных частицах в β -распаде до настоящего времени остаётся неразрешённым и продолжает привлекать внимание. Поэтому за последние годы большие усилия были направлены на выяснение значения констант. Для работ последних лет характерно также особое внимание к разрешённым переходам и лёгким ядрам — в этой области теоретические предсказания наиболее надёжны.

II. ПРАВИЛА ОТБОРА ДЛЯ РАЗРЕШЁННЫХ ПЕРЕХОДОВ

Пренебрегая движением нуклонов ($\frac{v}{c} \ll 1$), получим, что в выражении для H можно пренебречь $(V_{1,2,3})_N$, а

$$V_{0N} = S_N = \Psi_N^* \cdot \Psi_P$$

относительно поворота пространственных осей является скаляром;

точно так же компонентами $(T_{14, 24, 34})_N$, $(T_{41, 42, 43})_N$ и A_{4N} можно пренебречь, а остающиеся компоненты образуют аксиальный вектор (в узком, не релятивистском смысле — относительно пространственного поворота, но не относительно преобразования Лоренца), а именно вектор спина:

$$T_{12N} = A_{3N} = \Psi_{N\sigma_3}^* \Psi_P = \Psi_{N\sigma_z}^* \Psi_P.$$

Наконец, в приближении $\frac{v}{c} \ll 1$, P_N также пренебрежимо мало.

Инварианты S и V дают правило отбора $\Delta I = 0$, «нет» (I — спин ядра): очевидно, что интеграл (матричный элемент) скаляра может быть отличен от нуля только между двумя состояниями с одинаковой угловой зависимостью и одинаковой чётностью — правила отбора Ферми («нет» означает, что чётность не меняется). Инварианты T и A дают правила отбора $\Delta I = \pm 1, 0$, «нет» с важным дополнительным условием, что запрещён переход между двумя состояниями с $I = 0$, — правила отбора Гамова — Теллера (сокращённо Г.-Т.).

Можно сказать³, что правила отбора Ферми означают испускание электрона и нейтрино в синглетном состоянии (с моментом, равным нулю), а правила отбора Г.-Т. — испускание $e^- + \nu$ в триплетном состоянии с моментом $I = 1$.

Распад $\text{Li}^6 (I = 1) \rightarrow \text{He}^6 (I = 0)$ удовлетворяет правилам отбора Г.-Т.*). Отсюда давно был сделан вывод, что t или a отлично от нуля.

Первые указания на то, что возможны также $0 \rightarrow 0$ -переходы, относятся к 1949 г., когда Шерр⁹ исследовал позитронный распад $\text{C}^{10} \rightarrow \text{B}^{10}$ и $\text{O}^{14} \rightarrow \text{N}^{14}$. Однако полная достоверность была достигнута лишь в последнее время в случае O^{14} . Спин O^{14} равен нулю по общему правилу, относящемуся к чётно-чётным ядрам. В основном состоянии N^{14} имеет спин 1. Однако как в случае электронного распада $\text{C}^{14} \rightarrow \text{N}^{14}$, так и в случае позитронного распада $\text{O}^{14} \rightarrow \text{N}^{14}$ переход в основное состояние N^{14} идёт весьма медленно. В случае $\text{C}^{14} \rightarrow \text{N}^{14}$ так называемое приведённое время жизни $f \cdot t = 4 \cdot 10^9 \text{ сек}$ приблизительно в 10^6 раз больше времени, соответствующего разрешённым переходам. В случае превращения $\text{O}^{14} \rightarrow \text{N}^{14}$ энергия распада достаточна для образования возбуждённого состояния ($\text{O}^{14} = \text{N}^{14*} + e^+ + \nu + 1,8 \text{ Мэв}$) с последующим испусканием γ -кванта ($\text{N}^{14*} = \text{N}^{14} + \gamma + 2,2 \text{ Мэв}$); вследствие конкуренции распада на N^{14*} распад $\text{O}^{14} \rightarrow \text{N}^{14}$ практически не имеет места и до сих пор надёжно не установлен**). Малая вероятность

*) Спин Li^6 измерен; спин He^6 не измерен, однако правило, что спин чётно-чётных ядер равен нулю, не имеет исключений во всех исследованных случаях.

**) Согласно¹⁰ переходы на основной уровень имеют вероятность, равную 3% вероятности распада на возбуждённый уровень, что даёт $\ln ft = 6,7$; согласно¹¹ эта вероятность меньше 0,3%.

распада O^{14} и C^{14} на основной уровень N^{14} представляет собой удивительный факт, так как правилами отбора Г.-Т. этот распад разрешён ($\Delta I = 1$); однако это не может поколебать уверенность в наличии матричных элементов, дающих правила Г.-Т. Очевидно, матричный элемент σ в этом случае мал (порядка 10^{-3} вместо величины порядка 1) вследствие случайной почти полной компенсации членов с различными знаками; в оболочечной модели, когда отдельным нуклонам приписываются определённые состояния, определённый орбитальный и полный моменты (l и j), такой компенсации не должно быть, однако в литературе есть указания¹², что тензорные силы между нуклонами могут вызвать появление членов разного знака и резкое уменьшение матричного элемента.

Вопрос о переходе на основной уровень N^{14} , важный с точки зрения объяснения экспериментальной картины, для дальнейшего не существен; достаточно знать свойства состояния N^{14*} , образующегося при распаде O^{14} . Вследствие зарядовой независимости ядерных сил ядро N^{14} обязано иметь уровень, подобный основным состояниям C^{14} и O^{14} (принадлежащий тому же значению изотопического спина $T = 1$). Таким уровнем и является состояние N^{14*} , образующееся при β^+ -распаде O^{14} .

Для доказательства заметим, что разности энергий трёх ядер — C^{14} , N^{14*} и O^{14} — в точности соответствуют изменению кулоновской энергии при замене нейтрона на протон; подробно об этом см. статью Зельцера¹³, стр. 486 и 493. Поскольку у O^{14} и C^{14} $I = 0$, постольку и у N^{14*} спин должен быть $I = 0$. (Отметим, что благодаря большому времени жизни C^{14} равенство нулю его спина было проверено на опыте.)

Таким образом, в настоящее время доказано, что переход $O^{14} \rightarrow N^{14*}$ есть $0 \rightarrow 0$ -переход, который был бы запрещён правилами Г.-Т. Наличие этого перехода с малым приведённым временем жизни доказывает, что в общем выражении взаимодействия имеются и члены, дающие правила отбора Ферми, так что s или v не равны нулю, а имеют тот же порядок величины, что и t или a .

Следовательно, в общем выражении для H отличны от нуля и одного порядка, по крайней мере, два члена.

Другие, недавно обнаруженные^{14, 15, 16} случаи $0 \rightarrow 0$ -переходов — распады K^{38} , Cl^{34} и Al^{26*} соответственно в Ar^{38} , S^{34} и Mg^{26} с испусканием e^+ .

На рис. 1 приводим схемы распада Al^{26} и Cl^{34} .

Весьма интересным общим свойством нечётно-нечётных ядер (Cl^{34} , Al^{26}) оказывается наличие близких уровней с сильно различающимися спинами. Детальный анализ позволил выявить в этих случаях $0 \rightarrow 0$ -переходы. Радиоактивность Al^{26} в основном состоянии, соответствующем большому спину ($I = 5$), отличается большим периодом — 10^6 лет ($\lg ft = 14$) и была надёжно уста-

Акстальный вектор представляет собой в действительности тензор третьего ранга, компоненты которого характеризуются тремя индексами A_{ikl} ; однако, так как этот тензор антисимметричен относительно перестановки каждой пары из трёх индексов, имеются только четыре различные между собой величины A_{ikl} , у которых все три индекса i, k, l различны. Тогда A_{ikl} можно нумеровать недостающим четвёртым индексом $A_{ikl} = \pm A_m$, где i, k, l, m — полный набор четырёх индексов, соответствующих четырём координатам теории относительности, а знак зависит от порядка расположения индексов i, k, l . Такую величину в электромагнитной теории можно образовать из тензора поля и вектор-потенциала:

$$\pm A_m = A_{ikl} = F_{ik} \Phi_l + F_{kl} \Phi_i + F_{li} \Phi_k.$$

Примером псевдоскаляра является скалярное произведение $(\mathcal{E} \cdot \mathcal{H})$.

Гамильтониан взаимодействия заряженной частицы с электромагнитным полем описывается произведением 4-вектора тока и вектор-потенциала Φ .

Если заряженная частица имеет спин $1/2$ и описывается квантовой механикой, то гамильтониан её взаимодействия записывается в виде

$$e(V_0 \Phi_0 - V_1 \Phi_1 - V_2 \Phi_2 - V_3 \Phi_3),$$

где $V_0 = \Psi^* \Psi$, $V_i = \Psi^* \alpha_i \Psi$ и α_i — известные матрицы Дирака^{85, 86}.

Ферми⁶ выбрал вид β -взаимодействия по аналогии с этим выражением: из координат тяжёлых частиц он составил 4-вектор с компонентами $\Psi_N^* \Psi_P$, $\Psi_N^* \alpha \Psi_P$ (N — нейтрон, P — протон) и умножил его на такое же выражение (также являющееся 4-вектором), составленное из функций электрона и нейтрино и описывающее «4-потенциал» поля лёгких частиц.

При малых скоростях электростатическое взаимодействие является главным; по аналогии в β -взаимодействии при малых скоростях нуклонов главным является произведение четырёх компонент: $\Psi_N^* \Psi_P \Psi_e^* \Psi_{\nu}$. Незаряжённая покоящаяся частица, обладающая магнитным моментом M (например, нейтрон), взаимодействует с магнитным полем с энергией

$$M \mathcal{H} = \mu (\sigma \mathcal{H}) = \mu ((\Psi_N^* \sigma \Psi_N) \mathcal{H}).$$

Магнитный момент направлен по вектору спина σ ($M = \mu \sigma$); в последнем выражении вектор спина рассматривается как оператор, действующий на волновые функции нейтрона. Член, пропорциональный электрическому полю, во взаимодействии покоящейся частицы с электромагнитным полем отсутствует, так как такой член описывал бы электрический дипольный момент частицы; однако, как известно, элементарные частицы не могут иметь дипольного

момента (частица со спином $1/2$ вообще не имеет никаких электро-статических моментов). В отношении преобразования Лоренца $\mathcal{H}$ представляет собой часть тензора второго ранга; соответственно в релятивистском обобщении (на случай движущегося нейтрона) взаимодействие частицы с аномальным магнитным моментом и поля описывается как произведение двух тензоров: тензора $\Psi^* \beta \gamma_i \gamma_k \Psi^*$ и тензора электромагнитного поля. Тензорное взаимодействие в теории β -распада аналогично взаимодействию аномального магнитного момента с полем, с тем отличием, что само «поле» в случае β -распада описывается тензором, составленным из функций электрона и нейтрино.

Попутно мы убедились в том, что при малых скоростях тяжёлых частиц тензорный вариант даёт оператор σ . Таким образом, линейная комбинация $\psi V + iT$ в теории β -распада подобна взаимодействию частицы, обладающей зарядом и аномальным магнитным моментом с электромагнитным полем. В квантовой теории электромагнитного излучения выражения $eV_{kP} \Phi_k$ и $\mu T_{ikP} F_{ik}$ описывают испускание одного кванта частицей с зарядом e и аномальным магнитным моментом μ (здесь индекс P характеризует заряжённую частицу, например протон; индексы i, k , по которым производится суммирование, связаны с осями координат).

Инвариантам S, A и P тензора β -распада также можно сопоставить соответствующие выражения для взаимодействия с электромагнитным полем. Для этого S_P, A_P и P_P надо умножить соответственно на скаляр, аксиальный вектор и псевдоскаляр, составленные из Φ_i и F_{ik} , как это показано выше. Характерная особенность трёх указанных величин заключается в том, что они квадратичны относительно полей и потенциалов. В квантовой теории излучения соответствующие выражения, например

$$S_P \cdot (\mathcal{E}^2 - \mathcal{H}^2) = \Psi_P^* \beta \Psi_P \cdot (\mathcal{E}^2 - \mathcal{H}^2)$$

или

$$S_P \cdot \Phi^2 = \Psi_P^* \beta \Psi_P \cdot (\Phi_0^2 - \Phi_1^2 - \Phi_2^2 - \Phi_3^2),$$

описывают одновременное испускание двух квантов частицей, обладающей зарядом и магнитным моментом; эти выражения должны входить в гамильтониан взаимодействия с коэффициентами μ^2 и e^2 .

Отсюда сразу видно, что если произвести зарядовое сопряжение, т. е. перейти от частиц к античастицам, то выражения V_P и T_P меняют знак, а выражения S_P, A_P и P_P не меняют знака. Пять величин, составленные каждая из пары волновых функций и различающиеся по своим свойствам относительно преобразований системы

*) β, γ_i — матрицы Дирака в представлении Паули ⁸⁶.

координат, делятся на две группы (вектор и тензор — с одной стороны, скаляр, аксиальный вектор и псевдоскаляр — с другой), различающиеся по своим свойствам относительно перехода от частиц к античастицам.

Рассмотрение электромагнитных полей и потенциалов, использованное выше, является, конечно, только более или менее убедительным педагогическим приёмом. В действительности свойства величин относительно зарядового сопряжения с полной строгостью доказываются непосредственно из свойств спиноров и матриц Дирака, что и было сделано Тольхоком и Гроотом¹⁷ в 1950 г. При этом используются свойства матриц зарядового сопряжения C , как показано в приложении к статье Зельдовича, Лукьянова и Смодинского^{18*}).

Тольхок и Гроот сделали естественное на первый взгляд предположение, что в β -распаде должна осуществляться либо одна (линейная комбинация $vV + tT$), либо другая ($s \cdot S + a \cdot A + p \cdot P$) группа взаимодействий^{**}). Физически это требование формулируется как условие полной симметрии взаимодействия относительно замены одной пары частиц на античастицы, т. е. полной симметрии между распадом нейтрона с испусканием электрона и распадом протона с испусканием позитрона^{***}).

В следующих параграфах мы увидим, что опыт опроверг предположение Тольхока и Гроота: истинное взаимодействие является линейной комбинацией, в которую входят представители обеих групп ($s \cdot S + t \cdot T$ и, возможно, $+ p \cdot P$). Мы увидим также, в каких тонких и трудно наблюдаемых эффектах проявляется возникающая несимметрия между β^- - и β^+ -процессами — ни в энергетическом спектре, ни во времени жизни радиоактивных ядер, как известно, никакой симметрии нет.

Необходимо сделать два предупреждения относительно пользования предыдущими рассуждениями. Группы инвариантов V , T и S , A , P различаются относительно перехода от частиц к античастицам в одной паре частиц, например в лёгких частицах. Относительно перехода от частиц к античастицам, производимого для всех (двух тяжёлых и двух лёгких) частиц одновременно, все пять инвариантов одинаковы: все они не меняют знака и любая их линейная комбинация превращается сама в себя и допустима. Математически это очевидно, так как каждый инвариант (напри-

*) Исправления см. УФН 55, вып. 3, стр. 467, 1955.

**) В работе Тольхока и Гроота выбрана такая система записи (без вторичного квантования), при которой S , A и P меняют знак, а V и T не меняют знака, что не существенно для дальнейшего.

***)) Имеется в виду симметрия β^- - и β^+ -распада при равной энергии этих процессов, т. е. симметрия матричных элементов. В β^- - и β^+ -процессах симметрии, конечно, нет и в помине: разность масс нейтрона и протона и кулоновская энергия протона играют здесь главную роль.

мер, S) представляет собой произведение двух членов, относящихся к двум парам частиц $S_N \cdot S_L$, вследствие чего умножение каждого из членов на $(+1)$ или на (-1) не меняет произведения. Физически это соответствует очевидной точной эквивалентности, например распада антинейтрона на антипротон и позитрон и распада нейтрона на протон и электрон. Точная эквивалентность частиц и античастиц лежит в самой основе современной теории и не подвергается никакому сомнению. Различие инвариантов и соображения Тольхока и Гроота относились к сравнению процессов $N = P + e^- + \nu$ и $P = N + e^+ + \nu$. Отсутствие симметрии последних двух процессов нарушает не точный закон эквивалентности частиц и античастиц, но лишь приближённый закон симметрии свойств нейтрона и протона. Эта приближённая симметрия N и P хорошо оправдывается в ядерных силах, очевидно не выполняется во взаимодействии с электромагнитным полем и, как видно из опыта, не выполняется в случае β -взаимодействия, чего нельзя было предвидеть заранее.

Второе предупреждение относится к аналогии между β -взаимодействием и электромагнитным взаимодействием, точнее в аналогии между испусканием пары лёгких частиц $\beta + \nu$ и испусканием кванта. Эту аналогию нельзя заводить слишком далеко; нельзя, в частности, использовать её для вывода правил отбора. В электромагнитном взаимодействии частица не изменяется, её заряд сохраняется; с этим тесно связано известное условие поперечности поля кванта (вектор-потенциал, а также $\mathcal{E}$ и $\mathcal{H}$ кванта перпендикулярны к направлению распространения), откуда следует, в частности, невозможность излучения одного кванта при $0 \rightarrow 0$ -переходах.

В векторном взаимодействии в теории β -распада поля лёгких частиц и составленный из них четырёхмерный вектор не подчинены условию поперечности, поэтому $0 \rightarrow 0$ -переход вполне возможен.

IV. СОСТОЯНИЕ ЛЁГКИХ ЧАСТИЦ, ОБРАЗУЮЩИХСЯ ПРИ β -РАСПАДЕ

Выражение для взаимодействия, вызывающего β -распад, было представлено выше в виде суммы членов, каждый из которых в свою очередь представляет собой произведение двух множителей: величины, зависящей от состояния нуклонов, например S_N или V_{LN} и т. д., и величины, зависящей от состояния лёгких частиц S_L или S_{LL} и т. д. Правила отбора относящиеся к состоянию ядра, выводились из рассмотрения матричных элементов величин с индексом N , зависящим от состояния нуклонов. При этом оказалось, что для разрешённых переходов правила отбора не позволяют различить S и V , дающие в нерелятивистском пределе одинаковые выражения. Совершенно так же обстоит дело с инвариантами T и A .

Рассмотрение величин с индексами L , относящихся к лёгким частицам, должно выявить такие свойства процесса, как распределение электронов и нейтрино по энергиям (спектр), направлениям полёта и направлениям спина.

Так как скорости лёгких частиц отнюдь не малы по сравнению со скоростью света c , то здесь нельзя пользоваться нерелятивистским приближением и на основании сравнения расчётов с опытом удаётся различить S и V , T и A .

Рассмотрим разрешённые переходы в лёгких ядрах, не учитывая влияния кулоновского поля.

Применяя обычную технику расчёта с дираковскими матрицами, изложенную, например, в книге Гейтлера¹⁹, легко получить следующие хорошо известные результаты:

1) После усреднения по всем направлениям спина и направлениям импульсов электрона и нейтрино среднее значение матричного элемента для каждого из четырёх вариантов (S , V , T , A), взятых в отдельности, не зависит от энергии электрона и энергии нейтрино. Следовательно, в каждом варианте форма спектра целиком определяется статистическим весом различных распределений энергии между электроном и нейтрино; каждый вариант приводит к спектру Ферми*). Поэтому разрешённая форма спектра по Ферми не даёт возможности выяснить, какие из четырёх вариантов осуществляются в действительности.

2) При наличии линейной комбинации двух инвариантов, дающих одинаковые правила отбора, т. е. дающих электрон и нейтрино в одинаковом (триплетном или синглетном) состоянии, форма спектра изменяется²⁰. Среднее значение квадрата матричного элемента оказывается равным

$$\left(s^2 + v^2 \pm 2s \cdot v \frac{m_e c^2}{E_e}\right) |\langle 1 \rangle|^2 + \left(t^2 + a^2 \pm 2ta \frac{m_e c^2}{E_e}\right) |\langle \sigma \rangle|^2,$$

где $\langle 1 \rangle$ и $\langle \sigma \rangle$ — матричные элементы, взятые по волновым функциям нуклонов, соответствующие правилам отбора Ферми и Г.-Т. Знаки $\pm$ относятся соответственно к электронам и позитронам. Так как S и A , с одной стороны, V и T , с другой, по-разному преобразуются при переходе от электронов к позитронам, то неудивительно, что при одновременном осуществлении, например, S и V получается формула, несимметричная относительно e^+ и e^- .

Эксперимент вполне согласуется с предположением $sv = at = 0$. Точность, с которой на опыте осуществляется фермиевский спектр разрешённых переходов²¹, ограничивает эти величины сверху:

$$\varphi_\Phi = \frac{|s \cdot v|}{s^2 + v^2} < 0,1; \quad \varphi_{\Gamma\text{-Т.}} = \frac{|at|}{a^2 + t^2} < 0,1.$$

*) Пятый вариант — псевдоскаляр P — не рассматриваем, так как он не даёт разрешённых переходов.

Оценки точности совпадения разрешённых спектров со спектром Ферми довольно субъективны, и другие авторы для верхней границы дают вместо 0,1 значительно отличающиеся величины: $\varphi < 0,02^{22}$; $\varphi < 0,04^{23}$; $\varphi < 0,20^{24}$.

Особенно чувствительным к наличию членов $\pm \frac{m_e c^2}{E_e}$ является отношение вероятности K -захвата и позитронного распада одного и того же ядра с образованием одинакового конечного ядра.

Опыт²⁵ заключается в определении отношения числа позитронов к полному числу возбуждённых ядер Ne^{22*} ; последнее определялось по выходу γ -квантов в реакции $\text{Na}^{22} + e^- = \text{Ne}^{22*} + \gamma$, или $\text{Na}^{22} = \text{Ne}^{22*} + e^+ + \nu$; $\text{Ne}_{+e}^{22*} = \text{Ne}^{22} + \gamma$, прямой β -переход на основное состояние $\text{Na}^{22} \rightarrow \text{Ne}^{22}$ составляет всего 0,06% распада и не играет роли.

Спин Na^{22} измерен и оказался равным 3, спин Ne^{22*} , повидимому, 2 (переход по правилам отбора Г.-Т.), отношение вероятности K -захвата к β^+ -испусканию $0,110 \pm 0,006$ отлично согласуется с теоретическим значением 0,1135 при $at = 0$; авторы дают

$\varphi_{\text{Г.-Т.}} \approx \frac{|a|}{|t|} = -0,01 \pm 0,02$. Другие измерения отношения вероят-

ности K -захвата и β^+ -распада, подтверждающие результаты Шерра и Миллера²⁵, см. в работах^{37, 38}. Уточнение расчёта, проделанное в³⁹, привело к дальнейшему уменьшению вероятного значения $\varphi_{\text{Г. Т.}}$.

3) Усреднённая по направлению и спину нейтрино и по спину электрона вероятность испускания электрона не зависит от направления вылета электрона при любой поляризации исходного ядра и ядра, образующегося после распада. В случае поляризованных исходных ядер β -частицы испускаются изотропно; если при распаде неполяризованного ядра образуется возбуждённое ядро, то отсутствует корреляция между направлением β -частицы и направлением γ -кванта, испускаемого после распада. Все это относится только к разрешённым переходам.

4) Вероятность распада, усреднённая по спинам нейтрино и β -частицы, зависит от угла θ между направлениями их вылета, притом по-разному в различных вариантах. Впервые это обстоятельство было подробно рассмотрено Л. А. Сливом²⁷. Фермиевская форма спектра (см. выше п. 1) получается лишь после усреднения по всем θ . Направление вылета нейтрино может быть определено по импульсу электрона и импульсу ядра, образующегося при распаде. Таким образом, по корреляции между направлениями вылета нейтрино и β -частицы (корреляция $\beta - \nu$) можно установить закон взаимодействия^{27, 3, 87}.

Квадрат матричного элемента, усреднённый по спинам электрона и нейтрино, а также по спинам ядра до и после процесса,

зависит только от угла θ :

$$M^2 = 1 + \alpha \frac{v_e}{c} \cos \theta,$$

где v_e — скорость электрона, а значения коэффициента α указаны в таблице:

	S	V	T	A
α	-1	$+1$	$+\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$

В 1953 г. двумя группами исследователей независимо были проделаны измерения корреляции $\beta - \nu$ при распаде $\text{He}^6 \rightarrow \text{Li}^6$. Благодаря малой массе ядра и большой энергии распада ($3,5 \text{ Мэв}$) ионы Li^6 приобретают довольно большую энергию, до 200 эв .

В первой работе²⁸ измерялось число совпадений между регистрацией энергичного β -электрона и регистрацией ядра отдачи счётчиками в зависимости от угла между направлениями движения электрона и ядра отдачи; измерялся также спектр электронов, вылетающих под углом 180° к направлению ядра отдачи.

Во второй работе²⁹ измерялся спектр ядер отдачи. Измерение велось по времени пролёта ядра отдачи от места распада до счётчика.

В обеих работах с определённой установкой тензорный закон взаимодействия; в соединении с условием $at = 0$ (п. 2), отсюда следует, что $t \neq 0$, $a = 0$. Матричные элементы S и V в этом процессе равны нулю (см. § 2), так что об S и V эти опыты не дают сведений.

Справедливости ради следует отметить, что такой вывод был сделан раньше Лангером и Моффатом³⁰ (см. также³, стр. 583—584) при изучении запрещённых переходов. Однако в настоящее время, после того как преодолены экспериментальные трудности измерения корреляций $\beta - \nu$, следует считать гораздо более убедительными и надёжными данные, полученные по распаду He^6 .

В 1954 г. проведены^{31, 32} исследования корреляции $\beta - \nu$ при распаде $\text{Ne}^{19} = \text{F}^{19} + e^+ + \nu$.

Спин F^{19} измерен и оказался равным $1/2$. По значению приведённого времени жизни $ft = 1600$ переход относится к той же категории разрешённых переходов, что и переходы $\text{H}^3 \rightarrow \text{He}^3$, $\text{N}^{13} \rightarrow \text{C}^{13}$ и т. п., так что есть все основания считать, что $\text{Ne}^{19} (9\pi + 10\pi)$ находится в состоянии, полностью подобном основному состоянию $\text{F}^{19} (10\pi + 9\pi)$.

При β -переходе между зеркальными ядрами с одинаковым, но не равным нулю спином участвуют два варианта сразу: как тот, который даёт правила отбора Г.-Т. (мы уже знаем, что это тензорный вариант), так и один из двух вариантов (S или V), дающих правила отбора Ферми.

Корреляция между направлением позитрона и нейтрино определяется выражением $1 + \frac{av_e}{c} \cos \theta$, где в случае взаимодействия $sS + tT$

$$\alpha = \frac{\frac{1}{3} t^2 |\langle \sigma \rangle|^2 - s^2 |\langle 1 \rangle|^2}{t^2 |\langle \sigma \rangle|^2 + s^2 |\langle 1 \rangle|^2},$$

$$\frac{1}{3} > \alpha > -1,$$

а в случае взаимодействия $vV + tT$

$$\alpha = \frac{\frac{1}{3} t^2 |\langle \sigma \rangle|^2 + v^2 |\langle 1 \rangle|^2}{t^2 |\langle \sigma \rangle|^2 + v^2 |\langle 1 \rangle|^2},$$

$$1 > \alpha > \frac{1}{3}.$$

Первые опыты Гамильтона и Альфорда³¹ привели к значению $\alpha = -0,8 \pm 0,4$. Как явствует из оценки погрешности, произведённой самими авторами, точность этих опытов недостаточна. Позже появилась статья Максона, Аллена и Енчке³², в которой найдено значение $\alpha = -0,21 \pm 0,08$; такое значение с определённой точностью указывает, что осуществляется линейная комбинация S и T инвариантов: $v = 0$, $s \neq 0$ *).

) Заметим, что объект исследования (Ne^{19}) выбран не очень удачно, так как в этом случае в переходе участвуют два варианта сразу. Наиболее чёткий результат и наибольшая разница между S и V ($\alpha = -1$ или $\alpha = +1$) должны получаться при исследовании $0 \rightarrow 0$ -переходов, например $\text{Cl}^{34} \rightarrow \text{S}^{34}$. В случае $\text{O}^{14} \rightarrow \text{N}^{14}$ измерение отдачи осложняется³³ тем, что при переходе $\text{N}^{14} \text{N}^{14} + \gamma$ дополнительно меняется импульс ядра. Из данных Максона следует, что в случае Ne^{19}

$$K = \frac{t^2 |\langle \sigma \rangle|^2}{s^2 |\langle 1 \rangle|^2} \approx 1,5 \pm 0,4.$$

В $0 \rightarrow 0$ -переходах K равно нулю. Хотя и не равные нулю, но меньшие, чем в Ne^{19} , значения K (порядка 0,5) можно ожидать³⁴ при распаде ядер с одним нуклоном в состоянии $p_{1/2}$ ($\text{N}^{13} \rightarrow \text{C}^{13}$, $\text{O}^{15} \rightarrow \text{N}^{15}$). Преимуществом Ne^{19} является то, что этот атом не сбрасывает молекул; разрыв двухатомных молекул O_2 , N_2 , Cl_2 при распаде одного из ядер существенно изменял бы импульс ядра отдачи. Однако эту трудность можно преодолеть, применяя водородные соединения H_2O , H_3N , HCl . Ввиду важности вопроса следует рекомендовать экспериментаторам определение корреляции в других ядрах, кроме Ne^{19} .

Таким образом осуществляется линейная комбинация $H = sS + tT$ двух инвариантов (возможно, ещё с участием члена $p \cdot P$ *), по-разному преобразующихся при переходе от β^- - к β^+ -распаду. И в этом случае анализ запрещённого спектра²¹ уже раньше указывал на то, что комбинация $H = sS$ лучше согласуется с опытом, чем $vV + tT$. Комбинация $sS + tT$ такова, что в разрешённом спектре β^- - и β^+ -распадов не появляются члены $\pm \frac{mc^2}{E_e}$; вероятность распада, усреднённая по спинам β^- - или β^+ -частиц и нейтрино, не обнаруживает асимметрии относительно β^- и β^+ . В чём же эта асимметрия проявляется?

Рассмотрим распад поляризованного нуклона. Для простоты будем говорить о свободном нуклоне или одном нуклоне в состоянии $S_{1/2}$ (сверх замкнутой оболочки) со спиновым моментом направленным, например, вверх. Будем следить за направлением спина нуклона, образующегося в результате β -распада, и направлением спина образующейся заряженной частицы; скорость $\beta^\pm$ -частицы будем считать малой, выбирая те случаи, когда нейтрино унесло почти всю энергию распада. В варианте $sS + tT$, повидимому, s и t имеют разный знак при написании выражений для S_L и T_L через волновые функции электрона.

О знаке s/t приходится судить из анализа запрещённых переходов (см.^{51, 54 **}). По абсолютной величине $|s|$ и $|t|$ одного

*) Относительно участия члена pP в выражении H трудно получить достоверные сведения вследствие того, что P играет роль лишь в запрещённых переходах. Было высказано предположение, что β -распад RaE ($83\text{r} + 127\text{n}$) $\rightarrow \text{Pb}^{210}$ представляет собой переход с изменением чётности⁴⁰; в этом случае матричный элемент P_N по ядру был бы сравним с (запрещёнными) матричными элементами T_N -взаимодействия; из спектра распада был сделан вывод о наличии P -варианта; матричный элемент P_N по волновым функциям нуклонов и коэффициент p уточнялись в работах^{41, 42, 43, 44, 45}. Существенный в этих расчётах учёт вида волновой функции электрона в ядре впервые был сделан в работе Л. А. Слива³³. Предположение о нечётности волновой функции ядра RaE основывается на теории оболочек, предположение равенства спина нулю было менее надёжным. Опыт показал, что RaE имеет спин 1, так что аргументация указанных выше работ отпала, а время жизни и спектр объяснены комбинацией S и T . С другой стороны, из факта отсутствия β -распада π -мезона на $e + \nu$ можно сделать вывод о том, что коэффициент p должен быть достаточно мал⁴⁶⁻⁵⁰. Однако расчёт связан с оценкой расходящихся интегралов и не может считаться вполне надёжным и убедительным.

**) В работе⁵⁴ даны верхняя и нижняя границы отношения $y = s/t$ в выражении $H = t(T + yS)$ (табл. 1 на стр. 1204); верхняя граница y равна (для нескольких различных реакций распада) 0,35; 0,25; 0,5; 0,7; 0,5, нижняя граница — 0,7; — 0,65; — 0,7; — 0,65 (значение — 0,5 для Re^{136} * исключено примечанием стр. 1208). Ниже будет показано, что

$$|y| = \frac{1}{\sqrt{R}} \approx 0,75 \pm 0,05,$$

что не согласуется с положительным знаком y .

порядка — см. ниже, а также работу Герхардта¹¹. В этом случае расчёт приводит к следующим выводам (Зельдович³⁴)*).

При распаде $p \rightarrow n + e^+ + \nu$, если p поляризован ($p \uparrow$ означает, что спин направлен вверх), преимущественно получают позитроны, поляризованные так же, как протон, т. е. $e^+ \uparrow$, тогда как нейтроны получают с обеими поляризациями: $n \uparrow$ и $n \downarrow$. Главные реакции:

$$p \uparrow = e^+ \uparrow + \begin{cases} n \uparrow + \nu \downarrow, \\ n \downarrow + \nu \uparrow. \end{cases}$$

При распаде $n \rightarrow p + e^- + \nu$, если n поляризован ($n \uparrow$), электроны всё же получают неполяризованные (или слабо поляризованные); их спин связан, в основном, со спином образующегося протона. Главные реакции:

$$n \uparrow = \nu \uparrow + \begin{cases} p \uparrow + e^- \downarrow, \\ p \downarrow + e^- \uparrow. \end{cases}$$

В обоих случаях β^+ - и β^- -распада спин заряжённых частиц (e^+ , e^-) связан именно со спином протона, а не со спином нейтрона, что и является проявлением асимметрии β -распада относительно нейтрона и протона.

Эта асимметрия максимальна в сделанных предположениях в том случае, если бы было $|s| = |t|$. Тогда в пределе, при малой скорости заряжённой частицы, осуществлялись бы только распады с выписанным выше соотношением направлений спина. При $|s| < |t|$ эти распады преобладают.

Вряд ли удастся в ближайшее время непосредственно наблюдать этот весьма тонкий эффект. Однако, после того как значения констант s и t и равенство нулю остальных установлены опытами, более простыми по выполнению, существование поляризационных эффектов устанавливается теорией однозначно. Мысленные поляризационные опыты играют существенную роль в попытках глубже проникнуть во внутренний механизм бета-распада.

V. ЧИСЛЕННЫЕ ЗНАЧЕНИЯ КОНСТАНТ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

После выяснения того, какие именно инварианты играют роль в β -распаде, остаётся выяснить численные значения двух констант s и t . Обе они вещественны, что следует из общих условий вещественности гамильтониана и симметрии теории по отношению к прошлому и будущему^{17, 20, 55}. В литературе эти константы

*) Систематически вопрос о поляризации β -частиц и её измерении изложен в^{53, 26}.

часто обозначаются $s = g_F$ и $t = g_T$ соответственно тому, что S даёт правила отбора Ферми, а T — правила отбора Г.-Т. Размерность их $\text{эрг} \cdot \text{см}^3$ (в статье¹⁸ на стр. 363 допущена опечатка).

Особый интерес представляет величина $R = t^2/s^2$, характеризующая отношение вероятностей распада по правилам Г.-Т. и Ферми; выше, рассматривая поляризационные опыты, мы получили первый намёк на особые свойства случая $R = 1$; в последнем параграфе эти свойства будут вскрыты более полно.

Для определения s^2 и t^2 служит известное выражение вероятности разрешённого β -распада:

$$w = \frac{1}{2\pi^3} \frac{m_e^5 c^4}{\hbar^7} f(\eta_0, Z) (s^2 |\langle 1 \rangle|^2 + t^2 |\langle \sigma \rangle|^2).$$

Время полураспада выражается через вероятность как $t_{1/2} = \frac{\ln 2}{w}$, $f(\eta_0, Z)$ есть известная функция максимального импульса $\eta = p_{\text{макс}}/m_e$ и заряда образующегося ядра Z . При $Z = 0$ $f(\eta_0, 0)$ пропорциональна статическому весу системы электрон+нейтрино; $f(\eta_0, Z)$ учитывает влияние кулоновского поля ядра. Для определения s^2 и t^2 по измеренным времени жизни и энергии распада остаётся найти ядерные матричные элементы.

Первые работы относились к зеркальным ядрам с нечётным A . Рассматривая нечётный нуклон, как находящийся в поле центральных сил сферически симметричного чётно-чётного остатка (в случае ядер с $A = 4n + 1$)*, можно было по чётности и суммарному спину ядра определить состояние (орбитальный момент l) нечётного нуклона; полный момент его j совпадает с моментом всего ядра. Таким образом, полностью определялись угловая и спиновая зависимости волновой функции. При превращении зеркальных ядер радиальные функции нейтрона и протона в ядрах до и после превращения в пренебрежении кулоновскими силами совпадают и соответствующий интеграл определяется из условий нормировки. Рассмотрение угловых и спиновых функций приводит к следующим значениям матричных элементов, просуммированных по всем направлениям полного спина конечного состояния:

Переход	$s_{1/2} \rightarrow s_{1/2}$	$p_{1/2} \rightarrow p_{1/2}$	$p_{3/2} \rightarrow p_{3/2}$	$d_{3/2} \rightarrow d_{3/2}$	$d_{5/2} \rightarrow d_{5/2}$
$ \langle 1 \rangle ^2$	1	1	1	1	1
$ \langle \sigma \rangle ^2$	3	$1/3$	$5/3$	$3/5$	$7/5$

* В случае ядер с $A = 4n - 1$ рассматривали «дырку» — недостающий нуклон в поле остатка.

Сопоставляя вероятности распада ядер с различным отношением $\frac{|\langle \sigma \rangle|^2}{|\langle 1 \rangle|^2}$, в принципе можно определить каждую из величин s^2 и t^2 в отдельности. Такие расчёты производились рядом авторов^{56, 57}; в работе⁵⁷ сделан вывод, что $R = 1 \pm 0,20$.

В настоящее время с определённой выяснилось, что этот результат неправилен*). Упомянутые авторы резко переоценивали точность, с которой выполняется предположение оболочечной теории о движении нуклона в постоянном поле остатка; движение нуклона в большой степени возмущает остаток. Теория оболочек действительно позволяет предсказать наибольшее слагаемое волновой функции, определяющее те величины, которые меняются дискретно: чётность ядра, полный момент ядра. Однако при расчёте матричных элементов β -процессов (так же как и при расчёте магнитных моментов ядер) оказывают заметное влияние другие слагаемые волновой функции, описывающие другие возможности реализации того же полного спина и чётности ядра в результате иного размещения нуклонов по одночастичным уровням. Спин-орбитальные и спин-спиновые взаимодействия нуклонов «перепутывают» и смешивают эти состояния.

Обратимся к строгой теории, в которой не делается никаких предположений о свойствах ядерных сил (в частности, об их центральности и потенциальности), кроме их зарядовой независимости. Последовательно развивая такую теорию, нужно предположить, что при β -распаде любой нейтрон исходного ядра может превратиться в любой протон конечного ядра, так что точный оператор β -превращения по правилам отбора Ферми, выписанный в явном

виде, есть сумма операторов $\sum_{n=1}^A (\tau_+)_n$; для позитронного распада

соответственно получим $\sum_{n=1}^A (\tau_-)_n$; сумма берётся по всем A ну-

клонам (A — атомный вес). Мы пользуемся здесь способом записи теории изотопического спина: оператор $(\tau_+)_n = (\tau_x + i\tau_y)_n$ превращает n -й нуклон в протон, если это был нейтрон, и даёт нуль, если n -й нуклон был протоном в исходном ядре; оператор τ_- превращает протон в нейтрон и даёт нуль для нейтрона. Благодаря такому определению суммирование можно распространить на все нуклоны ядра. Суммы $\sum \tau_+$ и $\sum \tau_-$ можно представить как T_+ и T_- -операторы поворота в пространстве изотопического спина, меняющие его проекцию T_Z (т. е. заряд ядра) без изменения абсолютной величины. Таким образом, в предположении зарядовой

*) Результат Тригга⁵⁶ $R = 2$ хотя и получен неубедительными расчётами, но ближе к действительности.

независимости ядерных сил правила отбора Ферми включают в себя правило отбора по изотопическому спину: $\Delta T = 0$. Для удовлетворяющих этому условию β -переходов получается

$$|\langle 1 \rangle|^2 = T(T+1) - T_{Z \text{ начальн}} T_{Z \text{ конечн}}.$$

При этом волновая функция ядра может как угодно отличаться от простого произведения одночастичных волновых функций отдельных нуклонов. Равенство T в начальном и конечном состояниях ($\Delta T = 0$) обеспечивает сходство волновых функций исходного и конечного ядер *).

При $T = 1/2$, $T_{\text{начальн}}$ и $T_{\text{конечн}} = \pm 1/2$ получим $|\langle 1 \rangle|^2 = 1$. Следовательно, при β -превращении одного из пары «зеркальных» ядер в другое, например N_{13} (семь протонов, шесть нейтронов) в C_{13} (шесть протонов, семь нейтронов), матричный элемент в точности равен единице, в точности такой, как если бы в β -превращении участвовал только один избыточный нуклон.

По элементарным представлениям в примере $N_{13} \rightarrow C_{13}$ шесть нейтронов и шесть протонов в обоих ядрах находятся в одинаковых состояниях и β -превращение внутренних шести протонов запрещено принципом Паули, так как при β -превращении внутренних протонов оказывался бы в состоянии, уже занятом одним из шести внутренних нейтронов, в процессе же участвует лишь один внешний (нечётный) нуклон. В теории изотопического спина выполнение принципа Паули обеспечивается автоматически, и элементарный результат $|\langle 1 \rangle|^2 = 1$ для одного нечётного нуклона в зеркальных ядрах находит своё подтверждение, оказывается точным. Упомянутое выше перемешивание различных возможных состояний замкнутых оболочек и внешнего нуклона ядерными силами не нарушает точности равенства $|\langle 1 \rangle|^2 = 1$.

Триада зеркальных ядер C_{14} , N_{14}^* , O_{14} имеет изотопический спин $T = 1$, $T_Z = 1, 0, -1$. По приведённой формуле для процесса $O_{14} \rightarrow N_{14}^*$ $|\langle 1 \rangle|^2 = 2$. В элементарных представлениях можно говорить о двух нуклонах сверх замкнутой оболочки: $O_{14} = (6 \text{ нейтронов} + 6 \text{ протонов}) + 2 \text{ протона}$, $N_{14}^* = (6 \text{ нейтронов} + 6 \text{ протонов}) + \text{нейтрон} + \text{протон}$.

Напомним снова, что точность равенства $|\langle 1 \rangle|^2 = 2$ в этом случае соответствует точности предположения о зарядовой независимости ядерных сил, а не значительно худшей точности оболочечной теории и предположения о независимых нуклонах.

Таким образом, известные случаи $0 \rightarrow 0$ -переходов, где $|\langle \sigma \rangle|^2 = 0$, а именно $O_{14} \rightarrow N_{14}^*$ и $Cl_{34} \rightarrow S_{34}$, ядер с изотопическим спином $T = 1$ позволили с большей точностью¹¹ определить

$$s = q_F = 1,37 \cdot 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3.$$

*) Кулоновские поправки в волновых функциях ядер в данном случае, повидимому, не превышают $1-2\%$ ⁵³.

Для расчёта времени жизни β -активных ядер удобно пользоваться величиной

$$A_F^{-1} = \frac{g_F^2 m_e^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7 \ln 2} = \frac{1}{6550} \text{ сек}^{-1} (\pm 2,3\%),$$

$$t_{1/2} \cdot f(\gamma_0) = A_F (|\langle 1 \rangle|^2 + R |\langle \sigma \rangle|^2)^{-1}.$$

Величина $|\langle \sigma \rangle|^2$ (точнее, сумма $\sum_{x,y,z} \left| \sum_n \sigma_{nx,y,z} (\tau_x + i\tau_y)_n \right|^2$ по

всем нуклонам) не является интегралом движения. В ядре определённое значение имеет только полный момент J ; разделение его на орбитальный и спиновой и, тем более, приписывание определённого орбитального момента отдельным нуклонам не могут быть проведены точно. Единственным «ядром», для которого точно известно $|\langle \sigma \rangle|^2$, является свободный нейтрон ($|\langle \sigma \rangle|^2 = 3$). Используя это значение и измеренное Робсоном⁶⁰ время жизни нейтрона $t_{1/2} = 12,8 \pm 2,5$ мин, Герхард получил $R = 1,37 \pm 0,40$. В случае нейтрона вследствие трудности опыта время жизни измерено с точностью, значительно меньшей для других ядер. Точность оказалась недостаточной для того, чтобы с уверенностью утверждать, что $R > 1$. Нужен разумный компромисс между точностью опыта и строгостью расчёта.

Блатт⁶¹ привёл специальный анализ вопроса о значении $|\langle \sigma \rangle|^2$ для перехода $\text{H}^3 \rightarrow \text{He}^3$ и пришёл к выводу, что даже в весьма искусственных предположениях $|\langle \sigma \rangle|^2 \leq 3,01$; большее значение практически совершенно невероятно. Энергия и время распада (18,1 кэв, 12,4 года) известны с достаточной точностью. Принимая $|\langle \sigma \rangle|^2 \leq 3$, получим^{11, 62} $R > 1,77$. Косвенным подтверждением значения $|\langle \sigma \rangle|^2 = 3$ в случае $\text{H}^3 - \text{He}^3$ является близость магнитных моментов H^3 и протона (2,979 и 2,793 ядерных магнетонов), а также близость магнитных моментов He^3 и нейтрона ($-2,128$ и $-1,914$ яд. магн.) в соответствии с представлением о H^3 и He^3 как α -частице с «дыркой» в состоянии $S_{1/2}$.

Можно сделать вывод, что $R = \frac{t^2}{s^2} \approx 1,75 \pm 0,15$, так что R заведомо больше единицы. Повидимому, соотношение между временами жизни нейтрона и других ядер не соответствует теоретическим предсказаниям. Расхождение достигает $\sim 20-30\%$, что лежит на границе достигнутой точности опыта. Весьма желательно более точное измерение времени жизни нейтрона.

Основной предпосылкой строгой теории β -распада является предположение о том, что элементарное взаимодействие каждого нуклона, находящегося в ядре, с электронно-нейтринным полем не отличается от взаимодействия свободного нуклона. При вычислении вероятности β -распада необходимо суммировать вклад, зависящий

от возможности превращения любого нейтрона в любой протон («аддитивность» β -взаимодействия). Ядерные силы и связь нуклонов в ядре, согласно этому предположению, влияют на β -распад нуклонов лишь косвенно, обуславливая энергию и вид волновых функций превращающихся нуклонов.

Однако вид и численные константы тех операторов, применение которых к волновым функциям нуклонов в ядре даёт вероятность β -распада, предполагаются одинаковыми для свободных и связанных нуклонов.

Это предположение представляется правдоподобным теоретически, так как расстояние между нуклонами в ядре ($\sim 2 \cdot 10^{-13}$) значительно превышает тот радиус нуклона, в котором сказывается какая-то его внутренняя структура*), $\sim 4 \cdot 10^{-14}$. Энергия связи нуклонов в ядре, 20—30 Мэв, также невелика по сравнению с энергией виртуальных мезонов окружающих нуклон (см. следующую главу).

Косвенным экспериментальным подтверждением предположения об аддитивности β -взаимодействия является хорошее согласие с теорией отношения вероятности распада двух разных ядер O_{14} и Cl_{34} , для которых известны ядерные матричные элементы. Тщательное исследование распада нейтрона, включающее измерение корреляции направления вылета электрона и нейтрино, позволило бы непосредственно сравнить обе константы, характеризующие β -взаимодействие (s и t) свободного нейтрона и нуклона в ядре.

VI. МЕЗОННЫЕ ПОПРАВКИ В ЭЛЕМЕНТАРНОМ β -ВЗАИМОДЕЙСТВИИ

Предположим, что после преодоления всех трудностей точно измерены величины s и t ; по основной гипотезе об аддитивности β -взаимодействия в ядре величины s и t относятся к свободным нуклонам.

С точки зрения современной теории поля «свободный нуклон» не элементарная частица со спином $1/2$, подчиняющаяся уравнению Дирака. Благодаря присущему нуклонам сильному взаимодействию с π -мезонами изолированный нуклон в вакууме порождает вокруг себя π -мезоны. По закону сохранения энергии без внешнего воздействия эти π -мезоны не могут удалиться от породившего их нуклона, т. е. не могут проявиться как свободные π -мезоны. Рождённые в вакууме изолированным нуклоном π -мезоны обязаны всегда следовать за породившим их нуклоном, то возникая, то уничтожаясь; речь идёт, таким образом, о виртуальных мезонах. Кратко принято говорить о свободном нуклоне как о нуклоне

*) Этот радиус определяется из взаимодействия нейтрона с электроном и из отклонений в рассеянии электронов протоном от кулоновского рассеяния точечным зарядом.

в мезонной «шубе». Находящаяся внутри этой «шубы» из виртуальных мезонов частица — «голый» нуклон — подчиняется уравнению Дирака (вопрос о том, есть ли на нуклоне другие «одежды», кроме π -мезонной «шубы», в настоящее время остаётся открытым). При любом внешнем взаимодействии проявляются не только свойства «голого» нуклона, но и влияние «шубы».

Само представление о мезонах и о сильном взаимодействии нуклонов с мезонами появилось из анализа ядерных сил между нуклонами. Наличие мезонного поля, образующего «шубу» вокруг изолированного нуклона, проявляется в аномальности магнитных моментов нейтрона и протона.

Возвращаясь к теории β -распада, мы должны констатировать, что константы s и t относятся к нуклону в «шубе». Возникает естественный вопрос: что же можно высказать об константах β -взаимодействия «голого» нуклона? Как влияет «шуба» на β -взаимодействие?

Возможно, что только в силу математических трудностей в настоящее время не существует последовательной, логически замкнутой релятивистской теории взаимодействия π -мезонов с нуклонами. Математические трудности не позволяют даже сопоставить с опытом существующие простейшие предположения об исходных уравнениях такой теории, так что до сих пор неясно, не потребуются ли такие новые физические идеи. В этих условиях для ориентировки целесообразно взять, следуя Чу⁶⁴, Финкельштейну и Мошковскому⁶⁵, простейший вариант теории мезонной «шубы», не претендующий ни на строгость, ни на релятивистскую инвариантность формулировки.

Масса нуклона полагается очень большой по сравнению с массой мезона; при испускании нуклоном мезона пренебрегаем скоростью и кинетической энергией, приобретаемыми нуклоном вследствие отдачи. Рассматривается испускание мезонов с импульсом, не превышающим некоторого p_m ; не учитывается возможность, что «шуба» состоит более чем из одного мезона, а также возможность образования пар нуклонов и антинуклонов.

Взаимодействие нуклона с мезоном берётся в форме, соответствующей предельному случаю покоящегося (но обладающего спином) нуклона:

$$H = f(\Psi_N^* \boldsymbol{\sigma} \Psi_N) \mathbf{k} \varphi,$$

т. е. как скалярное произведение вектора (операторного) спина нуклона и импульса $\mathbf{k}$ мезона (φ — волновая функция мезона).

Авторы работы рассматривают только испускание нейтрального π^0 -мезона; так, например, в случае распада нейтрона, кроме прямого процесса

$$n = p + e^- + \nu,$$

рассматривается процесс с тем же начальным и конечным состояниями, но с промежуточным испусканием π^0 -мезона:

$$n = n + \pi^0 = p + e^- + \nu + \pi^0 = p + e^- + \nu.$$

Подразумевается, что испускание нейтроном π^+ -мезонов невозможно, а после испускания π^- -мезон ($n = p + \pi^-$) был бы невозможен β^- -распад.

По теории возмущений матричный элемент перехода через два промежуточных состояния с π^0 -мезоном в промежуточном состоянии можно записать в виде

$$M'_n = \frac{1}{\varepsilon_n^2} (n | \Gamma | n, \pi_n^0) (n, \pi_n^0 | O | p, e^-, \nu, \pi_n^0) \times \\ \times (p, e^-, \nu, \pi_n^0 | \Gamma | p, e^-, \nu).$$

В этом выражении Γ — оператор рождения мезона, O — оператор β -процесса, индекс n характеризует импульс виртуального мезона и ε_n — энергия виртуального мезона, равная

$$\varepsilon_n = \sqrt{m_\pi^2 c^4 + p_n^2 c^2}.$$

Так как Γ не действует на лёгкие частицы, а O не действует на π^0 -мезоны, это выражение можно записать проще:

$$M'_n = \frac{1}{\varepsilon_n^2} (n | \Gamma | n, \pi_n^0) (n | O_n | p) (p | \Gamma | p, \pi_n^0) (\Psi_0 | O_L | e^-, \nu).$$

Полный оператор β -превращения O здесь представлен как произведение $O = O_N \cdot O_L$ операторов, действующих на нуклоны и лёгкие частицы (ср. в § 1 $S = S_N S_L$ и т. д.). Символ $(\Psi_0 | O_L | e^-, \nu)$ означает, что из вакуума (Ψ_0) возникают две частицы — e^- , ν — под действием оператора O_L . При наличии разных путей (прямого — матричный элемент M_0 — и с испусканием виртуального π^0 -мезона — матричный элемент M_n) осуществления одного и того же перехода матричные элементы M_0 и M_n складываются; матричный элемент с учётом мезонных поправок имеет вид

$$M' = M_0 + \sum_n M_n.$$

Суммирование по n в действительности представляет собой интегрирование в фазовом пространстве вектора импульса мезона $\mathbf{k}$ по всему объёму $|\mathbf{k}| < k_{\text{макс}}$.

Если рассматривается мезонная поправка к скалярному β -взаимодействию, то в нерелятивистском приближении $S_n = 1$, а в поправку входит

$$\Gamma S_n \Gamma \sim (\sigma \mathbf{k}) 1 (\sigma \mathbf{k}) = k^2.$$

Если рассматривается тензорное β -взаимодействие $T_n = \sigma$, то из антикоммутации перпендикулярных компонент оператора σ получится

$$\Gamma T_n \Gamma = (\sigma \mathbf{k}) \sigma (\sigma \mathbf{k}) = k^2 (\sigma_{\mathbf{k}} - \sigma_{\perp}),$$

где $\sigma_{\mathbf{k}}$ — компонента σ , параллельная $\mathbf{k}$, а $\sigma_{\perp}$ — сумма двух компонент, перпендикулярных к $\mathbf{k}$. При усреднении по всем направлениям $\mathbf{k}$ получим:

$$(\sigma \mathbf{k}) \sigma (\sigma \mathbf{k}) = -\frac{1}{3} k^2 \sigma.$$

Можно сказать, что виртуальный π^0 -мезон испускается в p -состоянии с орбитальным моментом $l=1$ за счёт переворачивания спина нуклона, так что σ нуклона в промежуточном состоянии с виртуальным π^0 -мезоном имеет знак, обратный знаку σ у «голового» нуклона. Для результата весьма важно, что $(n|\Gamma|n, \pi^0)$ и $(p|\Gamma|p, \pi^0)$ — матричные элементы взаимодействия нейтрона и протона с π^0 -мезоном — имеют различные знаки; π^0 -мезон представляет собой один из членов изотопической триады π^+, π^0, π^- , и выражение гамильтониана взаимодействия π^0 -мезона с нуклонами содержит матрицу τ_3 в пространстве изотопического спина, имеющую разные знаки для нейтрона и протона. Такая структура выражения необходима для того, чтобы теория с тремя мезонами давала зарядовую независимость ядерных сил. Недавно различие знаков взаимодействия с протоном и нейтроном было проверено непосредственно в опытах по фоторождению π^0 -мезонов на дейтонах, где вклады протона и нейтрона интерферируют между собой. Разные знаки Γ для протона и нейтрона существенны при вычислении мезонной поправки в β -взаимодействии. Окончательно в⁶³ даны следующие выражения для мезонных поправок (штрих — с поправкой, индекс 0 относится к «голому» нуклону):

$$s' = s_0 (1 - \varepsilon), \quad t' = t_0 \left(1 + \frac{1}{3} \varepsilon \right), \quad R_0 = R' \left(\frac{1 - \varepsilon}{1 + \frac{1}{3} \varepsilon} \right)^2,$$

где

$$\varepsilon = \frac{c^2}{m_{\pi}^2} f^2 \int_0^{k_{\max}} \frac{k^2}{(V m_{\pi}^2 c^4 + k^2 c^2)^3} k^2 dk.$$

Согласно Чу⁶⁴, из данных по рассеянию мезонов, по магнитному моменту нейтрона и ядерным силам следует, что наилучшее значение $f^2 = 0,058$, $k_{\max} = 5,51 m_{\pi} c$ ($k_{\max}/c$ оказывается близким к массе нуклона, равной $6,5 m_{\pi}$).

При этом получается $\varepsilon = 0,237$ и

$$R_0 = (1,75 \pm 0,15) \cdot \left(\frac{1 - 0,237}{1 + 0,079} \right)^2 = 0,98 \pm 0,08.$$

Конечно, точность мезонного расчёта гораздо меньше, но во всяком случае можно констатировать, что экспериментальные данные по β -распаду не противоречат предположению о равенстве $R_0 = 1$, т. е. $|s| = |t|$, для взаимодействия «голового» нуклона; знак и порядок величины отклонения измеренного на опыте значения R' от единицы разумно согласуются с представлением о влиянии мезонных поправок на β -распад.

В связи с расчётами, проведёнными в работе ⁶⁵, следует сделать несколько замечаний, не меняющих, впрочем, указанного выше вывода.

1) В ⁶⁵ не рассмотрены процессы с β -распадом π -мезона. Распад $\pi^\pm \rightarrow e^\pm + \nu$ дал бы поправку порядка f , но фактически не имеет места ⁶⁶.

Процесс $\pi^\pm \rightarrow \pi^0 + e^\pm + \nu$, наблюдение которого весьма трудно, дал бы поправку порядка f^2 , т. е. как раз такую же, как рассмотренная выше ⁶⁵. Однако по расчётам Зельдовича ⁵⁰ инварианты S, T и P , входящие в β -взаимодействие, не дают такого распада (здесь S существенно отличается от V). Таким образом, неучёт распада мезонов в работе ⁶⁵ оправдан как раз для того выражения β -взаимодействия, которое осуществляется в действительности.

2) Выражение матричного элемента M'_n основано на следующем выражении волновой функции Ψ' нуклона в «шубе»:

$$\Psi' = \Psi_0 + \sum_n c_n \Psi_n,$$

где Ψ_0 — волновая функция «голового» нуклона, Ψ_n — волновая функция системы нуклон плюс виртуальный мезон с импульсом k_n , а коэффициенты c_n в первом порядке теории возмущений равны

$$c_n = \frac{(n | \Gamma | 0, \pi_n)}{E_n}.$$

Выражение для Ψ' является правильным в первом порядке по c_n , т. е. в первом порядке по константе связи f . Но мезонная поправка к β -взаимодействию оказалась порядка f^2 . Следовательно, и в выражении Ψ' надо было проследить за членами порядка f^2 (или c_n^2), которые могут дать поправку того же порядка в окончательном результате. С учётом членов порядка f^2 оказывается, что в выражении Ψ' надо восстановить нормировку

$$\Psi' = \frac{\Psi_0 + \sum_n c_n \Psi_n}{\sqrt{1 + \sum_n c_n^2}}.$$

Изменяя нормировку, следует учитывать не только нейтральные, но и заряженные мезоны. При этом получаются исправленные выражения:

$$\frac{s'}{s_0} = \frac{1-\varepsilon}{1+3\varepsilon}, \quad \frac{t'}{t_0} = \frac{1+\frac{1}{3}\varepsilon}{1+3\varepsilon}.$$

Отношение R'/R_0 при этом не меняется. Изменение абсолютных значений s_0 и t_0 может представить интерес в связи со сравнением ⁶⁵ этих констант с константами, описывающими другие процессы, в которых рождаются нейтрино ($\mu^- + p = n + \nu$, $\mu^\pm = e^\pm + 2\nu$). Ограничиваясь вторым порядком по f , все поправки, включая поправки на нормировку, можно записать в весьма симметричной форме:

$$O' = O_0 + \sum_n \Pi_n O_0 \Pi_p - \frac{1}{2} \left(\sum_n \Pi_n \Pi_n \right) O_0 - \frac{1}{2} O_0 \left(\sum_n \Pi_p \Pi_p \right),$$

где

$$\Pi_n = \frac{1}{E_n} [(n | \Gamma | n, \pi^0) + (n | \Gamma | p, \pi^-)],$$

$$\Pi_p = \frac{1}{E_n} [(p, \pi^0 | \Gamma | p) + (n, \pi^+ | \Gamma | p)].$$

Члены с заряженными мезонами в выражениях Π тождественно дают нуль с оператором β -взаимодействия O_0 в первом поправочном члене $\Pi O_0 \Pi$, но не в двух других членах, происходящих от

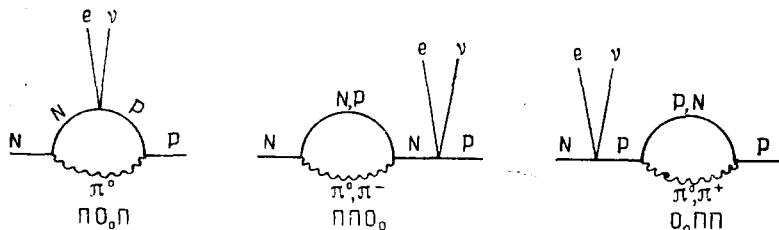


Рис. 2.

изменения нормировки. Эти последние имеют вид известной в квантовой электродинамике «поправки на свободные концы» (Фейнман ⁶⁷, Дайсон ⁶⁸). Трём поправочным членам формулы можно сопоставить три диаграммы (рис. 2).

Рассмотренный пример показывает, что смысл поправок на свободные концы и заключается в изменении нормировки; в частности, весьма наглядно получается коэффициент $1/2$, с которым входит вклад двух концевых (нормировочных) диаграмм.

3) Расчёт мезонных поправок можно провести в релятивистски-инвариантной теории возмущений для псевдоскалярной связи мезона с нуклонным полем.

Для $\Gamma S \Gamma$ и для поправок на концы получаются расходящиеся выражения. Постановка задачи отличается от обычной для квантовой электродинамики задачи ренормализации: там величина, например, электрического заряда «голой» частицы (электрона, протона) e_0 должна быть изгнана из конечных формул; целью является нахождение поправок, относящихся к конечным значениям волнового вектора электромагнитного поля (добавочный магнитный момент, лэмбовское смещение уровней) по экспериментально заданному заряду e , характеризующему взаимодействие «частицы в шубе» со статическим полем. В β -распаде нас интересует именно соотношение s', t' и s_0, t_0 . Поэтому расходящиеся выражения приходится не перенормировать, а обрезать. Псевдоскалярная теория характеризуется, кроме того, большой константой связи, что делает теорию возмущений неприменимой. В целом нерелятивистские расчёты⁶³ по методу^{63,64} с константами, подогнанными под магнитный момент, представляются более разумными, чем инвариантная теория возмущений.

К вопросу о мезонных поправках в β -распаде надо будет вернуться тогда, когда в релятивистски инвариантной теории взаимодействия нуклонов и π -мезонов будут преодолены трудности, связанные с большой константой связи и расходимостями.

VII. О ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЧАСТИЦАХ В ТЕОРИИ β -РАСПАДА

В своей знаменитой работе 1935 Юкава⁷, наряду с предположением о роли мезонов в ядерных силах, предложил схему β -распада:

$$n = p + \pi^-; \quad \pi^- = e^- + \nu,$$

в которой мезон играет роль промежуточной частицы. Оценивая массу мезона по радиусу ядерных сил и константу связи мезона с нуклонами по величине этих сил, Юкава из вероятности β -распада нашёл связь мезона с электронно-нейтринным полем и вероятность β -распада свободного мезона.

Хорошо известно, что после первых кажущихся подтверждений картина существенно усложнилась; оказалось, что свободные мезоны, образующие при распаде электроны и позитроны, — это μ -мезоны, слабо взаимодействующие с нуклонами и имеющие спин $1/2$; сильно взаимодействующие с нуклонами π -мезоны, как оказалось⁶⁵, не распадаются по реакции $\pi^\pm = e^\pm + \nu$; распад их идёт по схеме⁷⁰ $\pi^\pm = \mu^\pm + \nu$.

Никакой из известных в настоящее время и наблюдаемых непосредственно мезонов не может считаться ответственным за β -процесс в смысле схемы Юкавы⁷.

Заметим, что процесс, аналогичный β -процессу (или, точнее, K -захвату), а именно захват μ -мезонов ядрами по элементарной реакции

$$\mu^- + p = n + \nu,$$

повидимому, можно описать схемой типа Юкавы с виртуальным образованием π -мезона:

$$\mu^- + p = \pi^- + \nu + p = n + \nu.$$

Бете и Маршак ⁷¹ (см. также ^{72, 84}) отмечают, что вероятности этого процесса разумно согласуются с вероятностью $\pi \rightarrow \mu$ -распада *).

Следовало бы развить дальше эти представления. Из последней схемы μ -захвата может быть найдена не только суммарная вероятность, но и сделаны определённые выводы, относящиеся к виду $pp\pi\nu$ -взаимодействия и к выбору системы инвариантов, входящих в общее выражение типа H .

Отсюда, далее, можно получить правила отбора при захвате μ -мезонов ядрами и вероятность образования при захвате μ -мезона возбуждённого ядра в том или ином определённом состоянии. При современной технике получения μ -мезонов на ускорителях и скинтилляционного исследования гамма-спектров эти более тонкие выводы теории доступны экспериментальной проверке.

Возвращаясь к β -распаду, отметим, что гипотеза электрино (ссылки на литературу см. в ⁷³), вылетающего из β -активного ядра и распадающегося на $e + \nu$, внешне аналогична схеме Юкавы; однако предположения о малой массе электрино и возможности его реального (не виртуального) рождения приводят к противоречиям с опытом ⁷⁴.

Каковы общие черты теорий с промежуточной частицей?

Рассматривая процесс с участием четырёх частиц A, B, C и D со спинами $1/2$, например процесс

$$A + B = C + D,$$

пишем гамильтониан взаимодействия в виде

$$H' = g (A^* O B) (C^* O D).$$

Соответственно матричный элемент

$$M = \int H' dx$$

*) В работе Зельдовича ⁵⁰ сделана обратная попытка рассмотреть распад $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu$ как следствие поляризации вакуума с рождения виртуальных пар нуклон-антинуклон π -мезоном, причём $pp\pi\nu$ -взаимодействие считается элементарным.

или представляет собой сумму таких членов. В H' величины A , B , C , D суть волновые функции соответствующих частиц: все функции берутся при одном значении координаты x , к которому относится и значение $H'(x)$ плотности энергии.

В теории с промежуточной частицей Φ с целым спином элементарное взаимодействие пишется так:

$$H' = e_1(A^*OB)\Phi + e_2(D^*OC)\Phi + (\text{эрм. сопр.}).$$

Два члена описывают две элементарные реакции $A = B + \Phi$ и $C + \Phi = D$; константы e_1 и e_2 теперь имеют размерность электрического заряда. Строго говоря, матричный элемент интересующего нас процесса, в котором Φ появляется только виртуально, описывается двойным интегралом:

$$M \sim e_1 e_2 \int \int dx_1 dx_2 (A^*_{(x_1)} OB_{(x_1)}) \Phi(x_1) \Phi^*(x_2) (C^*(x_2) OD(x_2)).$$

Чем больше масса частицы Φ , тем меньший путь успевает она пройти от места рождения x_1 до места исчезновения x_2 ; произведение $\Phi(x_1)\Phi^*(x_2)$ приближается к δ функции Дирака, а всё выражение M — к выражению $M = \int H' dx$, причём роль g играет величина

$$g \approx \frac{e_1 e_2 \hbar^2}{m_\Phi^2 c^2}$$

(численные множители опущены, m_Φ значительно больше масс всех частиц A , B , C , D). Спин частицы Φ зависит от того, каков оператор O .

Рассмотрим схему типа Юкавы, в которой начальное ядро испускает мезон, превращаясь в конечное ядро, а мезон распадается на $e + \nu$. Очевидно, что правила отбора Ферми, в частности $0 \rightarrow 0$ -переход, требуют испускания мезона с нулевым спином, распадающегося на $e + \nu$ в синглетном состоянии.

Правила отбора Г.-Т. требуют мезона со спином 1.

Наблюдённая на опыте комбинация $sS + tT$ для описания по схеме Юкавы требовала бы привлечения двух гипотетических мезонов с разными спинами (0 и 1), но примерно одинаковыми значениями $e_1 e_2 / m_\Phi^2$.

Такая схема представляется в высшей степени искусственной, поэтому гипотеза промежуточных мезонов ^{7, 76, 82, 83} в настоящее время оставлена. Существует однако другой возможный тип промежуточных частиц, предложенный впервые Венцелем ⁸ и рассмотренный далее в работах японских авторов ⁷⁶⁻⁸⁰ и автора настоящей статьи ⁸¹. Не будем следовать в изложении историческому порядку и рассмотрим эту схему применительно к современным данным о β -распаде.

Как было выяснено выше, вполне вероятно предположение, что для взаимодействия «голового» нуклона $t_0^2 = s_0^2$ (т. е. $R_0 = 1$); возможно также, что $|p_0| = |s_0| = |t_0|$ (в настоящее время нельзя ни надёжно подтвердить, ни опровергнуть наличие псевдоскалярного взаимодействия). Примем, что для «голового» нуклона взаимодействие описывается комбинацией

$$H' = s_0 (S - T + P)$$

с численно равными коэффициентами при S , T и P .

Эта комбинация может быть написана в более простом виде, если иначе соединить волновые функции различных частиц *)

$$H' = 2s_0 (\bar{S} + \bar{P}),$$

где

$$\bar{S} = (\Psi_p^* \beta \Psi_e +) (\Psi_n^* \beta \Psi_n)$$

в отличие от

$$S = (\Psi_n^* \beta \Psi_p) (\Psi_e^* \beta \Psi_e -);$$

$\bar{P}$ пишется аналогично. Каждый множитель в $\bar{S}$ и $\bar{P}$ содержит по одной волновой функции нуклона и одной функции легкой частицы. Возможность такого написания обуславливает отмеченные Финкельштейном и Каусом³² свойства симметрии выражения H' : это выражение превращается само в себя при перемене местами волновых функций нейтрона и нейтрино. С точки зрения теории промежуточных частиц в β -распаде выражения типа $\bar{O}(S, P)$ соответствуют схеме

$$p = L + e^+, \quad L = n + \nu.$$

Промежуточная частица L , очевидно, тяжелее нуклона и по современной классификации должна быть названа не мезоном, а гипероном; L обладает ядерным зарядом в смысле⁷³: L образуется из нуклона и распадается с образованием нуклона.

Два члена в выражении $H'(S \text{ и } P)$ соответствуют двум типам промежуточных гиперонов L и L' , причём оба гиперона имеют нулевой спин, одинаковую массу, одинаковые константы связи e_1 и e_0 для двух реакций и отличаются только чётностью.

В области энергий, обычных для β -распада, теория с промежуточными гиперонами приводит к выводам тождественным с обычной теорией, основанной на выражении

$$H' = sS + tT + pP.$$

*) Технику перехода от $\bar{O}$ к O для любых O см. ²⁰.

Без учёта мезонных поправок получится $t = -s = p$; наблюдаемое на опыте $|t| > |s|$ при этом можно будет объяснить мезонными поправками; непосредственно получаются выводы о соотношении поляризации нуклона и заряженных частиц, рассмотренные выше. Нетрудно без расчётов убедиться в том, что выражение

$$H' = 2s(\bar{S} + P)$$

даёт для поляризации электронов при распаде поляризованных нуклонов как раз те выводы, которые были получены ранее³⁴ и описаны выше для случая $R = 1$.

Рассмотрим образование нерелятивистского электрона. В этом случае член $\bar{P}$ обращается в нуль; играет роль только один член $\bar{S}$, соответствующий образованию одного промежуточного изобара L .

Когда по реакции $p = L + e^+$ образуется частица L с нулевым спином, то она «забывает» про начальный спин протона и спин испущенного позитрона; при последующем распаде спины p и p оказываются некоррелированными между собой. Также не коррелированы спины e^+ и ν ; вероятности образования триплета и синглета (равного 1 или 0 полного момента $e + \nu$) должны находиться в отношении Q , равном отношению статистических весов, т. е. 3:1. В обычной теории выражение $H = sS + tT$ даст отношение

$$Q = t^2 |\langle \sigma \rangle|^2 / s^2 |\langle 1 \rangle|^2 = 3R^2;$$

для свободного нуклона найдём

$$Q = \frac{3t^2}{s^2} = 3R^2.$$

Следовательно, $Q = 3$ соответствует $R = 1$.

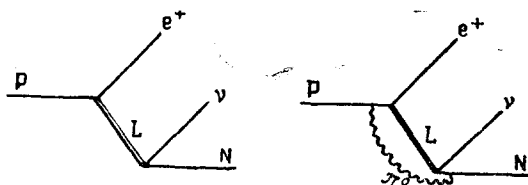


Рис. 3.

Схема изобар L и L' не противоречит получению $R \neq 1$, если учесть действие мезонных поправок. Обозначая линию изобара двойной чертой, нарисуем диаграмму β -процесса «голового» нуклона и диаграмму, описывающую мезонную поправку (рис. 3).

Во второй диаграмме испускание и поглощение π^0 -мезона создают корреляцию спина нейтрона до распада и спина образующегося протона (виртуальный π^0 -мезон обладает орбитальным моментом). В первой диаграмме линия L (L') не даёт такой корреляции. Благодаря мезонной поправке осуществляется и частичная корреляция спинов e^+ , ν , соответствующая $R \neq 1$.

Для разрешённых переходов получится обычная, статистическая форма спектра с поправками типа

$$\left(1 \pm \frac{E_e}{(m_L - m_n)c^2}\right);$$

при $(m_L - m_n)c^2 \gg m_e c^2$ такие поправки не легко обнаружить.

Если бы из таких поправок удалось определить m_L и сделать естественное предположение $e_1 = e_2$, то данные по β -распаду позволили бы предсказать все свойства частиц L и L' .

Сюда относятся прежде всего время жизни свободных частиц L и L' (при $m_L \approx 2m_n$, $t \sim 10^{-19} - 10^{-20}$ сек), а также ход сечения с энергией для резонансной реакции

$$e^- + p = L$$

с последующим

$$L \begin{cases} \rightarrow p + e^- \\ \rightarrow n + \nu \end{cases}$$

При весьма малом ожидаемом времени жизни L и L' образование L и L' будет экспериментально проявляться как резонансное рассеяние электронов и резонансный захват электронов при определённой большой энергии порядка $(M_L - M_n)c^2$.

Напомним ещё раз, что возможность такой трактовки β -распада существенно требует наличия в линейной комбинации инвариантов псевдоскаляра P с коэффициентом $p \approx t \approx s$ (с точностью до мезонных поправок порядка 1).

Отсутствие электрического заряда у частиц L и L' следует из различия знаков s и t (при одинаковых знаках необходимо, чтобы L и L' были положительно заряжены). Представления о промежуточных частицах придают особый острый интерес дальнейшему экспериментальному и теоретическому исследованию детальных закономерностей β -процессов. В качестве ближайших, наиболее важных задач можно назвать выяснение знака отношения s/t и наличия псевдоскалярного взаимодействия.

Таким образом, в принципе не исключена увлекательная возможность с помощью изучения β -процессов выявить существование и свойства новых элементарных частиц.

Пользуюсь случаем выразить благодарность С. С. Герштейну, Л. А. Сливу и Я. А. Смородинскому за обсуждение вопросов, затронутых в статье, и ценные замечания.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Л. В. Грошев и И. С. Шапиро, Спектроскопия атомных ядер, Гостехиздат, 1952.
2. Э. Ферми, Ядерная физика, ИЛ, 1951.
3. Дж. Блатт и В. Вайскопф, Теоретическая ядерная физика, ИЛ, 1954.
4. Чиен-Шиунг Бу, УФН, **44** 558 (1951).
5. E. J. Konopinski a. G. E. Uhlenbeck, Phys. Rev. **48**, 7 (1935).
6. E. Fermi, Zeits. f. Phys. **88**, 161 (1934).
7. H. Yukawa, Proc. Phys. Math. Soc. Japan **17**, 48 (1935).
8. G. Wentzel, Zeits. f. Phys. **104**, 34 (1936); Zeits. f. Phys. **105**, 738 (1936).
9. R. Sherr, H. R. Muether a. M. G. White, Phys. Rev. **75**, 282 (1949).
10. I. R. Penning a. F. H. Schmidt, Phys. Rev. **94**, 779 (1954).
11. J. B. Gerhardt, Phys. Rev. **95**, 288 (1954).
12. B. Jancovici a. I. Talmi, Phys. Rev. **95**, 289 (1954).
13. Г. И. Зельцер, УФН **53**, 455 (1954).
14. P. Stähelin, Phys. Rev. **92**, 1076 (1953).
15. P. Stähelin, Helv. Phys. Acta **26**, 691 (1953).
16. P. Stähelin, P. Preiswerk, Nuovo Cimento **10**, 1231 (1953).
17. S. R. de Groot, H. A. Tolhoek, Physica **16**, 456 (1950).
18. Я. Б. Зельдович, С. Ю. Лукьянов, Я. А. Смородинский, УФН **54**, 361 (1954).
19. В. Гейтлер, Квантовая теория излучения, Гостехиздат, 1940.
20. M. Fierz, Zeits. f. Physik **104**, 553 (1937).
21. H. M. Mahmoud a. E. J. Konopinski, Phys. Rev. **88**, 1266 (1952).
22. E. J. Konopinski a. L. M. Langer, Ann. Rev. Nucl. Sc. **2**, 261 (1953).
23. J. P. Davidson a. D. C. Peaslee, Phys. Rev. **91**, 1232 (1953).
24. A. Winther a. O. Kofoed-Hansen, Kgl. Danske Videnskab Selskab Mat.-fys. Medd. **27**, № 14 (1953); Phys. Rev. **89**, 526 (1953).
25. R. Sherr a. R. H. Miller, Phys. Rev. **93**, 1076 (1954).
26. H. A. Tolhoek a. S. R. de Groot, Physica **17**, 81 (1951).
27. Л. А. Слив, ДАН **23**, 338 (1939).
28. B. M. Rustad a. S. L. Ruby, Phys. Rev. **89**, 880 (1953).
29. J. S. Allen a. W. K. Jentschke **89**, 902 (1953).
30. L. M. Langer, I. D. Moffat, Phys. Rev. **82**, 635 (1951).
31. W. P. Alford, D. R. Hamilton, Phys. Rev. **95**, 1351 (1954).
32. D. R. Maxson, J. S. Allen a. W. K. Jentschke, Phys. Rev. **97**, 109 (1955).
33. M. E. Rose, Phys. Rev. **90**, 1123 (1953).
34. Я. Б. Зельдович, Изв. АН СССР, серия физич. **18**, 243 (1954).
35. Л. А. Слив, ЖЭТФ **17**, 1049 (1947).

36. J. R. Simanton, R. A. Rightmire, A. L. Long, T. P. Kohman, Phys. Rev. **96**, 1711 (1954).
37. Maeder, Müller, Wintersteiger, Helv. Phys. Acta **27**, 3 (1954).
38. W. E. Kreger, Phys. Rev. **96**, 1554 (1954).
39. P. F. Zweifel, Phys. Rev. **96**, 1572 (1954).
40. A. G. Petschek a. R. E. Marshak, Phys. Rev. **85**, 698 (1952).
41. T. Ahrens, E. Feenberg, H. Primakoff, Phys. Rev. **87**, 663 (1952).
42. M. Ruderman, Phys. Rev. **89**, 1227 (1953).
43. M. Yamada, Progr. Theor. Phys. **10**, 252 (1953).
44. H. Takeba, Progr. Theor. Phys. **10**, 673 (1953).
45. E. J. Konopinski, Phys. Rev. **94**, 492 (1954); E. A. Plassman, a. L. M. Langer, Phys. Rev. **96**, 1593 (1954).
46. I. Steinberger, Phys. Rev. **76**, 1180 (1949).
47. M. Ruderman a. R. Finkelstein, Phys. Rev. **76**, 1458 (1949).
48. M. Ruderman, Phys. Rev. **85**, 157 (1952).
49. R. Finkelstein, Phys. Rev. **88**, 555 (1952).
50. Я. Б. Зельдович, ДАН **97**, 421 (1954).
51. M. Morita, J. Fujita, M. Yamada, Progr. Theor. Phys. **10**, 630 (1953).
52. R. Finkelstein, P. Kaus, Phys. Rev. **92**, 1316 (1953).
53. H. A. Tolhoek, S. R. de Groot, Physica **17**, 16 (1951).
54. D. L. Pursey, Phil. Mag. **42**, 1193 (1951).
55. L. Michel, Proc. Phys. Soc. **A63**, 514 (1950).
56. G. L. Trigg, Phys. Rev. **82**, 506 (1952).
57. O. Kofoed-Hansen a. A. Winther, Phys. Rev. **86**, 428 (1952).
58. O. Kofoed-Hansen, Phys. Rev. **92**, 1075 (1953).
59. L. A. Radicati, Proc. Phys. Soc. **A66**, 139 (1953).
60. J. M. Robson, Phys. Rev. **83**, 349 (1951).
61. J. M. Blatt, Phys. Rev. **89**, 86 (1953).
62. J. M. Blatt, Phys. Rev. **89**, 83 (1953).
63. G. Chew, Phys. Rev. **95**, 285 (1954).
64. G. Chew, Phys. Rev. **95**, 1669 (1954).
65. R. J. Finkelstein a. S. A. Moszkowski, **95**, 1687 (1954).
66. H. L. Friedman a. J. Rainwater, Phys. Rev. **84**, 684 (1951).
67. R. P. Feynman, Phys. Rev. **76**, 769 (1949); сборник «Новейшее развитие квантовой электродинамики», ИЛ, 1954.
68. F. J. Dyson, Phys. Rev. **75**, 1736 (1949); сборник «Новейшее развитие квантовой электродинамики», ИЛ, 1954.
69. Э. В. Шпольский, Атомная физика, т. II, Гостехиздат, 1951.
70. Latter, Occhialini a. Powell, Nature **160**, 453 (1947).
71. R. Marshak a. H. Bethe, Phys. Rev. **72**, 506 (1947).
72. R. Latter, Диссертация, Калифорнийский технологич. ин-т, цит. по R. Marshak, Meson Physics.
73. С. И. Ларин, УФН **52**, вып. 2, 329 (1954).
74. Я. Б. Зельдович, УФН **55**, 147 (1955).
75. Я. Б. Зельдович, ДАН **86**, 505 (1952).

76. S. Tanaka a. M. Itô, Progr. Theor. Phys. **9**, 109 (1953).
 77. Y. Tanikawa, Progr. Theor. Phys. **3**, 338 (1948).
 78. H. Umezawa, Progr. Theor. Phys. **7**, 555 (1952).
 79. Y. Tanikawa, K. Saeki, Progr. Theor. Phys. **10**, 232 (1953).
 80. Y. Tanikawa, Progr. Theor. Phys. **10**, 361 (1953).
 81. Я. Б. Зельдович, ДАН **89**, 33 (1953).
 82. S. Sakata, Proc. Phys. Math. Soc. Japan **23**, 291 (1941).
 83. S. Nakamura, Phys. Rev. **89**, 16 (1953).
 84. L. Lopes, Phys. Rev. **74**, 1722 (1948).
 85. Дирак, Основы квантовой механики, ГТТИ, 1937.
 86. Паули, Общие принципы волновой механики, Гостехиздат, 1947.
 87. D. R. Hamilton, Phys. Rev. **71**, 456 (1947).
 88. A. Böhr, B. R. Mottelson, Dan. Mat. Fys. Medd. **27**, № 16 (1953).
 89. Л. А. Слив, Доклад на V Всесоюзном совещании по ядерной спектроскопии, 1955.
-