УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

СОВРЕМЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ФОРМЫ БЕТА-СПЕКТРОВ

Чиен-Шиунг Ву *)

ВВЕДЕНИЕ

1949 г. можно назвать годом больших успехов в бета-спектроскопии. В активное исследование бета-спектров включились многие лаборатории и было сделано много важных и интересных открытий. Существеннее всего то, что было достигнуто согласие теории с экспериментом в некоторых пунктах, уже давно беспоконвших физиков. Теоретики, работавшие в области бета-распада, впервые, быть может, испытали известное удовлетворение от результатов, относящихся к поведению как разрешённых, так и запрещённых спектров.

ФЕРМИЕВСКАЯ ТЕОРИЯ БЕТА-РАСПАДА 1

Гипотеза Паули о нейтрино

Современная теория бета-распада была предложена Ферми³ в 1934 г. Центральное место в понимании этого процесса занимает гипотеза Паули о нейтрино. Кажущееся несохранение энергии в непрерывном бета-спектре нейтринная гипотеза объясняет существованием новой, гипотетической частицы, возникающей в бета-распаде и уносящей недостающую энергию. Чтобы объяснить трудность обнаружения этой частицы, постулируется, что она электрически нейтральна и имеет малую массу. Основа для введения этой новой частицы была скорее отрицательной, но успех фермиевской теории бета-распада и результаты опытов по обнаружению ядер отдачи дают несомненное подтзерждение нейтринной гипотезы.

^{*)} Chien-Shiung Wu, Rev. Mod. Phys. 22, 386 (1950). Перевод с английского.

Превращение нуклеонов

В настоящее врэмя мы считаем, что ядро состоит только из нейтронов и протонов. Электроны в ядре не существуют. Бетачастицы, испускаемые радиоактивными ядрами, возникают в момент распада. Поэтому бета-превращение можно рассматривать как распад одного нейтрона в один протон, один электрон и одно антинейтрино по схеме:

 $n^1 = H^1 + e^- + v^*$.

Аналогичным образом можно записать испускание позитрона:

$$\mathbf{H}^{1} = \mathbf{n}^{1} + \mathbf{e}^{+} + \mathbf{v}.$$

Чтобы вычислить вероятности этих процессов, надо ввести новый вид взаимодействия между нуклеоном и лёгкими частицами (электроном и нейтрино) по аналогии с взаимодействием между зарядом и электромагнитным полем в квантовой электродинамике. Если вид взаимодействия выбран, то задача определения вероятности бета-перехода решается по методам обычной нестационарной теории возмущений. Трудность задачи состоит в выборе вида взаимодействия. Ферми предположил простейший вид взаимодействия, удовлетворяющий основным требованиям. На самом деле имеются пять инвариантных выражений, годных для той же цели:

1) скаляр

$$S = (U_f^* \beta O U_i) (\Psi_e^* \beta \varphi_{\nu});$$

^{»)} Л. Д. Ландау обратил внимание на то обстоятельство, что рассмотренный Ву и обычно принимаемый набор пяти вариантов теории бета-распада не является единственно возможным (см. подстрочное примечание к статье Берестецкого и Померанчука, ЖЭТФ 19, 756 (1949). В обычном наборе предполагается, что относительная чётность волновых функций нейтрона и протона, с одной стороны, и электрона и нейтрино, с другой стороны, по отношению к зеркальному отражению в начале координат одинакова. Например, если чётность волновых функций нейтрона и протона одинакова, то одинакова и чётность волновых функций электрона и нейтрино; либо если чётность нейтрона и протона различна, то чётность электрона и нейтрино тоже различна. Ландау заметил, что возможны другие пять нариантов, каж-дый из которых является альтернативным по отношению к обычному. Именно, можно допустить, что относительная чётность лёгких и тяжёлых частиц попарно различна. Тогда, чтобы получить инвариантные выражения, надо в одной из пар брать такую комбинацию операторов β, γ, которая преобразуется при зеркальном отражении обратно комбинации, входящей в другую пару. Например, в псевдоскалярном варианте надо умножать на ү5. Не выяснено, насколько вариант Ландау изменит форму запрещённых спектров и угловую корреляцию электрона и нейтрино. (Прим. перев.)

2) четырёхмерный полярный вектор

$$V = (U_f^* O U_i) (\psi_e^* \varphi_v) - (U_f^* \alpha O U_i) (\psi_e^* \alpha \varphi_v);$$

3) тензор

$$T = (U_f^* \beta \circ U_i) (\psi_e^* \beta \circ \varphi_v) - (U_f^* \beta \alpha O U_i) (\psi_e^* \beta \alpha \varphi_v);$$

4) аксиальный вектор

$$A = (U_f^* \circ O U_i) (\psi_e^* \circ \varphi_v) - (U_f^* \gamma_5 O U_i) (\psi_e^* \gamma_5 \varphi_v);$$

5) псевдоскаляр

$$P = (U_f^* \beta \gamma_5 O U_i) \quad (\Psi_e^* \beta \gamma_5 \varphi_{\nu}).$$

Здесь U_i , U_j , ψ_e и φ , суть волновые функции начальногонуклеона, конечного нуклеона, электрона и нейтрино, O — оператор, заставляющий нуклеон совершить переход, β , α и γ_5 суть дираковские операторы и σ — обычный оператор спина.

Два приближения для разрешённых переходов

I

Известно, что собственные значения операторов α и γ_{5} имеют порядок величины $\frac{v}{c}$. Скорости нуклеонов в ядре — порядка c/10 (где c — скорость света). Поэтому второй член в выражениях V, T и A имеет порядок величины 1/10 по сравнению с первым (при возведении в квадрат — 1/100), и при расчёте разрешённых переходов им можно пренебрегать.

П

Далее, нейтрино практически не взаимодействует с веществом. Для простоты забудем на время и о действии кулоновского поля ядра на электрон. Тогда волновые функции электрона и нейтрино могут быть взяты в виде плоских волн:

$$\Psi_e = A \exp\left[i \frac{p}{\hbar} r\right], \qquad (1)$$

$$\psi_{\bullet} = B \exp\left[-i\frac{q}{\hbar}r\right]. \tag{2}$$

Запишем их в разложенном виде и подставим в следующие функции:

$$\left(\Psi_{e}^{*} \int_{\sigma}^{\beta} \varphi_{v}\right) = \left(A^{*} \int_{\sigma}^{\beta} B\right) \left[1 - i \frac{p+q}{\hbar} \cdot r - \frac{1}{2} \left(\frac{p+q}{\hbar} \cdot r\right)^{2} \dots\right]$$
(3)

И

$$\left(\psi_{e}^{*}\gamma_{5}\varphi_{\nu}\right) = \left(A^{*}\gamma_{5}B\right)\left[1 - i\frac{p+q}{\hbar}\cdot r - \frac{1}{2}\left(\frac{p+q}{\hbar}\cdot r\right)^{2}\dots\right], \quad (4)$$

где p и q -- импульсы электрона и нейтрино. Энергия, выделяющаяся при бета-распаде, ограничивает p+q несколькими единицами mc; r имеет ядерные размеры, и поэтому максимально—порядка $\frac{1}{40} = \frac{\hbar}{mc}$; последовательные члены в разложении $\left(\psi_{e}^{*}\right)^{\beta} \varphi_{v}$ уменьшаются по крайней мере в отношении 1/10 (или ¹/₁₀₀ -- при возведении в квадрат). Поэтому можно пренебречь всеми членами кроме первого в разложении (3). Другими словами, для разрешённых переходов надо брать только первый член в этом разложении. Член ($\psi_e^* \alpha \varphi_v$) или ($\psi_e^* \gamma_5 \varphi_v$) называется релятивистским и в разрешённых переходах может отбрасываться по причинам, разъяснённым в приближении (I). В этом приближении вероятность бета-превращения непосредственно вычисляется с помощью обычной нестационарной теории возмущений. Тогда важнейшей отличительной чертой результатов является независимость распределения бета-частиц по энергии от вида взаимодействия *).

Правила отбора

Тем не менее, различные виды взаимодействия определяют правила отбора по отношению к спину и к чётности. Например, для взаимодействия вида полярного вектора, первоначально вы-

$$E^{2}-1+(E_{0}-E)^{3}-\frac{2}{3E}(E^{2}-1)(E_{0}-E)$$

в кривой бета-спектра. Этот сомножитель появляется в псевдоскалярном варианте в наинизшем порядке, для которого правила отбора для спина нуклеона суть 0, \pm 1.

Для нуклеона, связанного в ядре, нерелятивистский предел для волновых функций может не давать точной дивергенции. Тогда будет получаться разрешённый спектр обычного типа. (Прим. перев.)

^{*)} И. М. Шмушкевич (ЖЭТФ 21 (1951)) показал, что общепринятое представление об одинаковости формы разрешённых спектров во всех пяти вариантах теории по отношению к псевдоскалярному варианту применимо весьма ограничительно. Во всяком случае, бета-спектр свободного нейтрона, если бы действовали только псевдоскалярные силы, должен был иметь совсем другую форму. Шмушкевич заметил, что если перейти к нерелятивистскому предельному случаю для псевдоскалярного варианта, то комбинация волновых функций с в об о д ны х нуклеонов $\psi_p^* i \beta \gamma_5 \psi_N$ переходит в $-\frac{\hbar}{2Mc} \operatorname{div}(\psi_p^* \sigma \psi_N)$. Ясно, что теперь нельзя просто вынести волновые функции лёгких частиц из-под интеграла, так как интеграл тогда обратится в нуль. Надо сперва проинтегрировать по частям, так чтобы операция div относилась к волновым функциям лёгких чистиц. Полагая их в виде плоских волн, Шмушкевич получил лишний по сравнению с остальными четырьмя вариантами, сомножитель (E -) вергия в единицах mc^2)

бранного Ферми, для разрешённых переходов получается матричный элемент $\left| \int (U_f^* \, l \, U_i) \, d\tau \right|^2$. Единичный оператор 1, конечно, не меняет свойств симметрии U_f и U_i ; поэтому не дозволено различие угловых моментов или чётности между U_f и U_i . Запишем это как $\Delta I = 0$, нет, где «нет» означает, что изменение чётности запрещено. Так как оператор β есть скаляр, так же как и 1, то и для него получаются те же правила отбора для разрешённых переходов: $\Delta I = 0$, нет.

Псевдоскаляр γ_5 меняет знак при зеркальном отражении; поэтому чётность $\gamma_5 U_i$ противоположна чётности U_i . Следовательно, он приводит к правилам отбора $\Delta I = 0$, ∂a , где « ∂a » означает, что чётность меняется.

Для тензорного и аксиально-векторного взаимодействия получаются совсем иные правила отбора, чем для первоначального фермиевского.

Паулиевский оператор спина σ приводит к совпадению начального состояния U_i с конечным U_f по следующим правилам отбора (Теллера):

 $\Delta I = 0, \pm 1, \text{ нет } и \ 0 \rightarrow 0$ запрещено.

Спектр разрешённых переходов

Спектр разрешённого бета-превращения можно записать так: P(E) dE =

$$= \frac{g^2 m_0^5 c^4}{2 \pi^3 \hbar^7} \left| \int U_f^* O U_i d\tau \right|^2 \cdot F(Z, E) (E_0 - E)^2 (E^2 - 1)^{1/2} E dE. (5a)$$

Так как в магнитном бета-спектрометре число отсчётов при заданном значении магнитного поля, делённого на импульс, (η) пропорционально числу бета-частиц на единицу импульса, удобнее записать выражение для спектра в таком виде:

$$P(\eta) \ d\eta \sim \left| \int U_{f}^{*} O \ U_{i} \ d\tau \right|^{2} \eta^{3} \ (E_{0} - E)^{3} F(Z, \eta) \ d\eta.$$
(56)

Здесь g — универсальная постоянная, известная как постоянная Ферми и определяющая силу взаимодействия, приводящего к переходу. $\int U_f^* O U_i \, d\tau$ называется ядерным матричным элементом и предполагается не зависящим от E и Z. $\left| \int U_f^* O U_i \, d\tau \right|^2$ измеряет перекрытие начального и конечного состояний. E_0 — максимальная энергия электрона, включая энергию покоя. Член $\eta^2 (E_0 - E)^2$ есть статистическое распределение импульса между электроном и нейтрино и должен возникать во всякой приемлемой теории, учитывающей распределение энергии E_0 между двумя частицами. $F(Z, \eta)$ — кулоновский поправочный множитель, учи-

562

тывающий действие кулонова поля ядра на волновую функцию электрона. В оригинальной работе Ферми этот множитель записывался в следующем виде:

$$F(Z, \eta) = \eta^{2s} e^{\pi\delta} | \Gamma(1 + S + i\delta) |^2, \qquad (6)$$

где

$$S = (1 - \gamma^2)^{1/2} - 1; \quad \gamma = \frac{Z}{137}; \quad \delta = \gamma^{\frac{E}{\eta}}.$$

Нет, однако, подходящих таблиц гамма-функции от комплексного аргумента *). Для очень лёгких элементов, где релятивистская поправка мала, можно брать нерелятивистский кулоновский множитель ³

$$F_N(Z, \eta) = \frac{2\pi\delta}{1 - e^{-2\pi\delta}}.$$
(7)

δ положительна для электронов и отрицательна для позитронов; поэтому кулоновский эффект весьма различен для электронов и позитронов. При одной и той же энергии в области малых энергий следует ожидать очень мало позитронов, но довольно много электронов по сравнению с кривой, построенной без учёта кулоновского множителя. Лучшее приближение, особенно для больших Z, было дано Бете и Бэчером⁴:

$$F(Z, \eta) \sim F_N(Z, \eta) \eta^{2s} \left(\delta^3 + \frac{1}{4}\right)^s = F_N(Z, \eta) [E^2 (1 + 4\gamma^2) - 1]^s.$$
(8)

Точность этого приближения вплоть до атомных номеров, меньших 84, составляет 1%. В действительности на форму спектра при малых энергиях влияют и атомные электроны. Этот эффект экранирования был рассчитан Розе и Лонгмайром и Броуном и Рейтцом⁵ и оказался положительным как для электронов, так и позитронов. Он особенно важен для позитронов с энергией меньше 300 кэв при Z > 25.

Графики Фермии Кюри

Если построить кривую

$$\left[\frac{P(\eta)}{\eta^3 F(Z,\eta)}\right]^{\frac{1}{2}} \sim E_0 - E \tag{9}$$

^{*)} Недавно Фейстер опубликовал результаты сравнения распределения бета-электронов по Ферми, найденные тремя различными приближёнными способами. [Phys. Rev. 78, 375 (1950)].

ЧИЕН-ШИУНГ ВУ

в зависимости от энергии, то для разрешённого бета-спектра она должна быть прямой линией, пересекающей ось абсцисс при $E = E_0$. Эта кривая называется «графиком Кюри⁶» или «графиком Ферми» и часто применяется при исследовании формы бетаспектров. Большой успех был достигнут Лоусоном и Корком⁷ в 1939 г. в их работе с In¹¹⁴ и Тайлером⁸ в работе с Cu⁶⁴. Применяя сравнительно тонкие источники (несколько m_Z/cm^2), они могли показать хорошее согласие между экспериментом и первоначальным вариантом теории Ферми.

ИЗУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ВЕСЬМА МАЛЫХ ЭНЕРГИЙ

Исследование электронов с малой энергией весьма затруднительно. Основной трудностью является эффект рассеяния и поглощения электронов в источнике конечной и притом непостоянной толщины и в материале подложки. Большие трудности при весьма малых энергиях вносит также поглощение в окошке счётчика. В то время как основная часть спектра близко следует распределению Ферми, всегда есть некоторые отклонения в области ниже 200 кэв. Если бы эти различия были истинными, то надо было бы подвергнуть теорию Ферми пересмотру.

Спектры S⁸⁵ и Cu⁶⁴

Многие лаборатории сосредоточили свои усилия на выяснении положения в области малых энергий. Кук и Лангер⁹ применили большой магнитный спектрометр высокой разрешающей силы для исследования электронного и позитронного спектров Cu⁶⁴. Это идеальный случай для проверки теории бета-распада, так как электроны и позитроны имеют приблизительно одинаковую энергию и сравнимую интенсивность. В частности, отношение числа электронов и позитронов свободно от ошибок, связанных с упругим рассеянием. Результаты показывают, что график Кюри прямолинеен для электронного спектра до энергии 190 кэв и для позитронного спектра — до энергии 270 кэв. Однако отклонения ниже этой энергии считались истинными и обусловленными не прибором, так как было трудно представить себе, каким образом источник толщиной всего около 10 мкг/см² может повлиять на спектр до таких больших энергий, как 200 кэв. Но так как теперь известно, что источник, приготовленный из раствора путём кристаллизации, может иметь вариации толщины, доходящие до 100:1, средняя толщина неоднородного источника в 100 мкг/см² просто не имеет смысла. Колумбийская группа исследовала спектры S⁸⁵ и Cu⁶⁴ с помощью соленоидального спектрометра с большим пропусканием^{10, 15} (рис. 1) и обратила особое внимание на однородность источников. Было обнаружено постепенное и согласованное уменьшение отклонений в области малых энергий

с уменьшением толщины источника. В случае S³⁵, когда можно



Рис. 1. Схема соленоидального магнитного спектрометра.

было применять источник без носителя, график Кюри получился прямым вплоть до энер-

гии 20 кэв, где начинает сказываться поглошение в окошке 2). счётчика (рис. В случае Cu⁶⁴ применялась её тонкая коллоидальная взвесь во избежание эффектов. которые возникают при кристаллизации ИЗ раствора. Спектры, получающиеся от тончайших и тщательнейшим образом приготоисточников вленных (100 *мкг/см*²), показали гораздо меньщие отклонения в области малых энергий (рис. 3), чем те, которые наблюдались в прежних измерениях (в отношении 1:4). В частности, экспериментально найденное отношение числа электронов числу позитронов К прекрасно согласуется



Рис. 2. График Ферми для бета-спектра S³⁵

асуется с предсказанием фермиевской теории в противоположность большим отклонениям,

6 УФН, т. XLIV, вып. 4

бета-распада,



найденным Бакусом¹² и Куком и Лангером⁹ (рис. 4). Основываясь на хорошем согласии между теоретическим и экспериментальным значением этого отношения, Ву и Альберт¹¹ заключили, что фермиевская теория бета-распада, по всей вероятности.

правильно предсказывает распределение электронов и позитронов при малых энергиях. Это заключение было недавно подтверждено независимыми работами Лангера, Моффата и Прайса¹³ и Оуэна и Кука¹⁴. Чтобы получить микроскопически однородный источник, они усовершенствовали способ испарения активного металла Си⁶⁴ на тонкую плёнку в вакууме. Авторадиограмма этого источника показала его полную однородность. Графики Кюри, построенные по данным, полученным с такими тонкими и однородными источниками, с толщиной от нескольких до



Рис. 5. График Ферми для электронного спектра Си⁶⁴. Зачернённые кружки обозначают данные, полученные с источником 75 *мкг/см*³ на алюминиевом листке 0,18 *мг/см*². Светлые кружки относятся к данным, полученным с источником менее чем в 5 *мкг/см*³ на 15 *мкг/см*² сапона.

75 *мкг/см²*, не показали отклонений от теории Ферми для всех энергий свыше 50 *кэв* (рис. 5). Это заключение весьма благо-приятно для теории Ферми.

Дальнейшее экспериментальное подтверждение в области малых энергий

Дальнейшее экспериментальное подтверждение правильности фермиевских разрешённых спектров было получено Прайсом, Мотцом и Лангером¹⁵. Они нашли, что графики Кюри, построенные для Рт¹⁴⁷ и S³⁵, прямолинейны до 8 кэв. Гросс и Гамильтон¹⁶ сообщили, что они, применив новый тип электростатического бета-спектрометра для исследования области малых энергий спектра S³⁵, также нашли, что график Кюри прямолинеен в области от 30 до 7 кэв. Отклонения ниже 7 кэв связаны с обратным рассеянием и поглощением в источнике и подложке.

Метод пропорциональных счётчиков и спектр Н³

Ввиду эффектов разброса по пробегам и отражения в источниках конечной толщины и подложках, а также поглощения и рассеяния в окошках счётчиков, обычный метод исследования 6* электронов малых энергий не может быть распространён в область энергий, заметно меньших 10 *кэв*. Наиболее подходящий метод измерения в области меньших энергий состоит, повиди-



Рис. 6. График Ферми для Н³.

мому, в применении пропорциональных счётчиков, внутрь которых вводится радиоактивный газ. Кэрран, Ангус и Кокрофт¹⁷ и Ханна и Понтекорво¹⁸ исследовали этим способом тритий



Рис. 7. Сравнение теоретической и экспериментальной кривых Ферми для трития вблизи верхнего края.

и нашли, что график Кюри является прямой линией от максимальной энергии 18,6 до 0,5 кэв (рис. 6). Так как Н³ является простым ядром, этот случай может быть хорошей проверкой фермиевской теории бета-распада. Далее, так как верхний предел энергии исключительно низок, точный вид спектра вблизи верхней границы очень чувствителен к величине массы нейтрино, если она не равна нулю. Тщательное исследование¹⁹ спектра бета-лучей трития ограничивает массу нейтрино сверху величиной в 1 *кэв* (рис. 7). Поэтому массу нейтрино можно считать равной нулю в большинстве приложений теории бета-распада.

Случай Си⁶¹

Среди бета-спектров разрешённых переходов имелся один спектр, который было трудно понять. Именно, это был спектр Си⁶¹. Кук и Лангер²⁰ применяли источник Си⁶¹ много тоныше 0,1 m_c/cm^2 на сапон-лаке толщиной 0,02 m_c/cm^2 . Найденное отклонение оказалось гораздо бо́льшим, чем у Си⁶⁴, начинаясь около 500 кэв. Оуэн и Кук²¹ повторили исследование спектра Си⁶¹, испаряя чистый Си⁶¹ на алюминиевую подложку, и тоже нашли отчётливо выявленное отклонение около 500 кэв. Они, также, повторили¹⁴ и опыты с Си⁶⁴, пользуясь этой улучшенной техникой приготовления источника, и смогли исключить большую часть отклонений при малой энергии, обнаруженных в их предыдущей работе⁹. Это явилось веским указанием на возможность сложного характера позитронного спектра Си 61. Если это так. то с бета-переходом должны быть связаны один или несколько гамма-квантов, испускаемых с весьма малой интенсивностью. Группа Бёма²² и Оуэн и Кук²³ разыскивали эти гамма-лучи и нашли их. Имеются три гамма-перехода, которым отвечают энергии 0.652. 0,279 и 0,070 Мэв. Сложность спектра, вероятно, происходит от перехода на уровень Ni⁶¹ с энергией возбуждения 0,652 Мэв. Конечная точка этого спектра должна лежать около 1,205-0,652= = 0,553 Мэв, что согласуется с отклонениями, полученными ранее при энергиях около 511 кэв.

БЕТА-СПЕКТР Не6

Бета-излучение He⁶ (He⁶ \rightarrow Li⁶ $+ \beta^- + v^+$) было одним из первых исторических случаев, впервые указавших на правила отбора Теллера. He⁶ испускает бета-лучи с энергией свыше 3 *Мэв* и имеет врсмя полураспада менее одной секунды. Произведение *ft*, имеющее в этом случае порядок $10^2 - 10^3$ сек., показывает, что совершается переход сверхразрешённого типа. С другой стороны, можно считать, что He⁶ состоит из одного He⁴, т. е. альфа-частицы, и двух нейтронов, которые в основном состоянии должны иметь спин, равный нулю. Поэтому следует ожидать, что спин He⁶ равен нулю, как во всех известных случаях, когда ядро состоит из чётного числа нейтронов и протонов. Li⁶ можно рассматривать как состоящий из альфа-частицы и дейтерона. Спин дейтерона равен 1, поэтому Li⁶ должен иметь спин *I* = 1.

чиен-шиунг ву

Поэтому изменение спина в этом переходе $\Delta I = 1$. Правила отбора для всех разрешённых переходов, получающиеся при первоначально выбранном виде взаимодействия (скалярном и полярновекторном), известные как правила отбора Ферми, запрещают изменение спина. Экспериментально определённая разрешённость перехода He⁶, несомненно, противоречит правилам отбора этого типа. Однако тензорный и аксиально-векторный виды взаимодействия допускают изменение спина на единицу и в разрешённых переходах благодаря свойствам оператора спина σ , применяемого в этих видах взаимодействия (см. раздел о правилах отбора).



Рис. 8. График Ферми для бета-спектра Нев.

Не⁶ всегда уделялось много внимания. Но так как он быстро распадается и находится в газообразном виде, долгое время нельзя было получить сведений ни о верхней границе, ни о форме бета-спектра. Недавно Броун и Перец-Мендец ^{23а} усовершенствовали метод циркуляции радиоактивного газа между активационной камерой циклотрона и источниковой камерой бета-спектрометра, в результате чего смогли определить верхний предел энергии Не⁶, равный 3,230 ± 0,15 *Мэв*. Далее, график Ферми даёт прямую линию, как должно быть для разрешённых переходов, от верхнего предела спектра до 150 кэв, т. е. на 95% протяжённости всего энергетического интервала^{23а} (рис. 8).

ПРОСТЕЙШИЕ РАДИОАКТИВНЫЕ ЯДРА: n, Н³ и Не⁶

Величина ядерного матричного элемента остаётся в теории бета-распада, вообще говоря, неопределённой. Действительно, мало что можно сказать о степени перекрытия начальной и конечной волновых функций, так как о самих волновых функциях не много известно. Но для простейших зеркальных ядер, таких как п и H^3 , и для ядра He^6 эти матричные элементы были вычислены Вигнером³⁴ как для фермиевских, так и для теллеровских правил отбора. Так как верхний предел спектра и времена полураспада для H^3 и He^6 теперь гораздо лучше известны интересно выяснить, в какой мере согласуются значения M^3ft ,

Таблица I

Z после пере- хода	Ядро	E ₀ (Мэв)	E ₀ (mc ²)	$\begin{vmatrix} f = \int_{1}^{E_0} E \eta \times \\ \times (E_0 - E)^2 \times \\ \times F(Z, E) dE \end{vmatrix}$	t _{1/2} сек.
1	n*)	0,790	2,545	1,65	540
]		0,783	2,532	1,62	1500
2	H3 **)	0,0186	1,0363	$2,86 \cdot 10^{-6}$	$3,94 \cdot 10^{8}$
3	He ^{6 ***})	3,215	7,300	710	0,823
Z после пере- хода	ft _{1/2} сек.	<i>М</i> ² (Теллер)	<i>М</i> ² (Ферми)	<i>M³ ft</i> сек. (Теллер)	<i>M² ft</i> сек. (Ферми)
1	875	³ /4	1/4	656	219
	2430	3/4	1/4	1822	607
2	1125	³ /4	1/4	844	271
3	584	3 / _{/4}	0	877	0

Данные о п, Н³ и Не⁶

^{*)} Энергия распада нейтрона 0,790 *Мэв* вычислена по новому значению энергии связи дейтерона, откуда найдена масса нейтрона, и может содержать ошибку в несколько процентов.

^{**)} Граничная энергия трития была принята равной 18,6 кэв и может иметь ошибку до 0,5 кэв (2,4%, что может дать ошибку 8% в f). Время полураспада 12,46 года тоже может иметь несколько процентов неточности.

^{***)} Предельная энергия и время полураспада Не⁶ недавно измерены с точностью 0.3 и 0,5% соответственно, так что ошибка в *ft* не превосходит 2%. Однако значение *M*³ для Не⁶, вероятно, немного меньше, чем то, которое было рассчитано в предположении об изменении волновой функции двух нуклеонов из синглетной в триплетную.

ЧИЕН-ШИУНГ ВУ

вычисленные для H^8 и He^6 . Хотя точного согласия между ними и нельзя ожидать из-за того, что у He^6 меняется спин, можно определить какого порядка должно быть время полураспада нейтрона, вычисленное по данным, относящимся к H^3 и He^6 . В таблице I приводятся основные данные, относящиеся к п, H^8 и He^6 , и соответствующие значения M^3ft , вычисленные в согласии как с правилами отбора Ферми, так и Теллера. Приемлемое время полураспада нейтрона должно быть порядка 10—12 мин.; согласно предварительным экспериментальным результатам оно заключено между 9 и 25 мин.

ЗАПРЕЩЁННЫЕ СПЕКТРЫ

Значение запрещённых спектров

Как было указано вначале, распределение энергии в разрешённом спектре в основном определяется статистическим распределением импульса между электроном и нейтрино. Хорошее согласие между теорией и экспериментальными результатами для разрешённых спектров не даёт никаких указаний о выборе одного из пяти возможных типов взаимодействия. С другой стороны, можно ожидать, что существуют некоторые запрещённые спектры, форма которых будет существенно отличной от формы разрешённых спектров, и точный вид распределения импульсов поможет узнать характер взаимодействия между нуклеоном и электронно-нейтринным полем.

Краткие замечания о теории запрещённых переходов

Переходы, нарушающие правила отбора для разрешённых переходов, называются запрещёнными. В таких случаях ядерный матричный элемент, получающийся из первого члена (3), дающего разрешённые переходы, обращается в нуль. Может испускаться только такое бета-излучение, которое уносит разницу угловых моментов, аналогично электромагнитному излучению высокой мультипольности. Мы должны поэтому взять второй член (3) и первый член (4) вместе. В случае запрета первого порядка для полярно-векторного взаимодействия V эти два члена дают матричные элементы

$$\int U_f^* \frac{p+q}{\hbar} \cdot r U_i \, d\tau \quad \bowtie \quad \int U_f^* \alpha \, U_i \, d\tau.$$

Основное свойство этих матричных элементов состоит в том, что они приводят к интенсивности, уменьшенной в отношении $\left[\frac{p+q}{\hbar}\cdot r\right]\sim 1/100;$ или $\alpha^2\sim 1/100;$ кроме того, первый из них явно зависит от энергии испущенного электрона. Далее, так как

572

 $\int U_f^* r U_i d\tau$ и $\int U_f^* \alpha U_i d\tau$ суть полярные векторы, правила отбора таковы:

$$\Delta I = 0, \pm 1$$
 (Her $0 \rightarrow 0$), ∂a .

Правила отбора Теллера для первого запрещённого перехода определяются величинами, составленными из σ и γ и α. Эти правила следующие:

$$\Delta I = 0, \pm 1, \pm 2$$
 (her $0 \rightarrow 0, 1 \rightarrow 0, \frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2}$), ∂a .

Конечно, в случае, когда не выполняются правила отбора ни для разрешённых переходов, ни для запрецённых в первом порядке, надо итти дальше, вводя высшие степени из (3) и (4) и получая, таким образом, правила отбора для запретов второго, третьего и т. д. порядков. Первый теоретический расчёт запрещённого спектра принадлежит Конопинскому и Юленбеку²⁵. Конечные результаты представлены в виде «поправочного множителя» C, на который надо умножить дозволенное распределение, чтобы получить данный запрещённый спектр. Эти поправочные множители зависят не только от энергии, но, в той или иной мере, и от типа взаимодействия. Следует ожидать, что должны быть определённые запрещённые переходы, спектры которых заметно отличаются от разрешённых, и тщательное исследование точного вида распределения может доставить известные сведения.

Для переходов, запрещённых в первом порядке, имеются, однако, известные трудности, так как релятивистские члены $\int U_f^* \alpha U_i d\tau$ или $\int U_f^* \gamma_5 U_i d\tau$, входящие во взаимодействия V, T и A, не зависят от энергии. Если вклад этих релятивистских членов гораздо больше, чем вклад члена $\int U_f^* r U_i d\tau$, зависящего от энергии, то форма первого запрещённого спектра будет совпадать с формой разрешённого. В случаях, когда велика кулоновская потенциальная энергия $\frac{Ze^2}{r}$, возможно также, что электрон получит малую кинетическую энергию; тогда член $\left[\frac{p+q}{\hbar}\cdot r\right]$ должен быть заменён членом (αZ)³, тоже не зависящим от энергии. Поэтому теоретически возможно, что спектр, запрещённый в гервом порядке, будет иметь форму разрешённого.

Бета-спектр RaE

Около года тому назад бета-спектр RaE (рис. 9) был единственным, относительно которого считалось общепризнанным, что его форма отличается от спектра разрешённого перехода²⁶. Хотя форма спектра RaE найдена вполне удовлетворительно²⁵, истол-

50 u Moppuceull'948 45 Фламмерсфельд (1938) 40 35 30 25 Нормировано по зтой точке n(n + 0.355 n² 20 15 10 5 3.0 15 2.5 3,5 329=117M38 Энергия в единицах тс²

кование включает много произвола из-за вычисления многих матричных элементов, входящих в множитель запрета; поэтому на

Рис. 9. График Ферми для бета-спектра RaE.

основании одних только данных о RaE чельзя было притти ни к каким определённым заключениям о виде взаимодействия.

Однозначно определённые спектры запрещённых переходов, для которых $\Delta I = 2, da$

Лангер и Прайс²⁷ нашли, что Y⁹¹ (продукт деления) имеет спектр несомненно запрещённого вида. Более того, судя по его сравнительному времени полураспада ($f_3 \sim 5 \cdot 10^8$ сек.), его надо классифицировать как дважды запрещённый. Но из анализа строения ядерных оболочек²⁸ видно, что этот переход должен сопровождаться изменением полного момента на две единицы, изменением чётности, _{£9}Y⁹¹ ($p_{1/3}$ нечётн) \rightarrow_{40} Zr⁹¹ ($d_{3/3}$ чётн), а по прави-

лам отбора Теллера такой переход классифицируется как один раз запрещённый 29. Согласно теории запрещённых спектров, разработанной Конопинским и Юленбеком и Грейлингом 30, если при распаде изменение полного момента превосходит на единицу степень запрещения, то в вероятность перехода входит матричный элемент только одного типа. А это означает, что зависимость от

энергии определена однозначно, отличаясь ОΤ формы разрешённого спектра множителем

$$\alpha = p^2 + q^2 = (E^2 - 1) + (E_0 - E)^2$$

Здесь Е---энергия электрона и E₀--полная выделяющаяся энергия, выраженные в единицах mc². Множитель α увеличивает долю энергичных частиц и может увеличивать также долю частиц с малой энергией, если $E_0 > 2.$ Поэтому неисправленный график Кюри имеет тенденцию загибаться вверх при больших энергиях, но может подняться и при малых энергиях, имея точку перегиба при $E = \frac{1}{2} E_0$ (рис. 10).

Непосредственно после открыбета-спектра У91. тия спектра Y⁹¹ появились сообщения ³¹⁻³⁸, что Y⁹⁰, Sr⁸⁹, Sr⁹⁰, Sr⁹¹, Cs¹⁸⁷, Rb⁸⁶, K⁴³, Cl³⁸, Sb¹²⁴, Sn¹²³ и Sn¹²⁵ — все имеют запрещённый спектр «а-типа». Существование запрещённых спектров этого типа является сильной поддержкой правил отбора Теллера, а также теории ядерных оболочек. Поэтому ясно, что по крайней мере часть истинного взаимодействия должна быть тензорного или аксиально-векторного типа.

Шалл и Финберг³⁹ указали также, что значения ft для этого класса переходов, умноженные на соответствующие величины $(E_0^2 - 1)$, для того чтобы учесть этим множитель α , имеют один и тот же порядок величины, а именно 10¹⁰. В таблице II приводятся для справок значения ft и $(E_0^2 - 1)$ для всех таких ядер. Далее, по схеме спин-орбитальной связи в модели ядерных оболочек, нечётные ядра, испытывающие переходы такого ряда, изменяют орбитальный угловой момент на единицу $\Delta L = 1$, а полный угловой момент⁴⁰ на два: $\Delta I = 2$. Для примера:



Рис. 10. График Ферми для

Таблица II

Материн- ское ядро	<i>t</i> _{1/2} сек.	E ₀ (mc ²)	f	ft сек.	$\left (E_0^2 - 1) \ \overline{ft} \right $
17 Cl 38	$2,2\cdot\frac{2}{1}\cdot10^3$	11	8,5·10 ³	3,7.107	0,45.1010
19 K 42	$4, 5 \cdot \frac{4}{3} \cdot 10^{4}$	8	$1,78 \cdot 10^{3}$	1,1.108	0,7.1010
₈₇ Rb ⁸⁶	$1,7\cdot\frac{4}{5}\cdot10^{6}$	4,6	180	3,8.108	0,8.1010
₃₈ Sr ⁸⁹ 38 Sr ⁹⁰	4,75.106 8.108	3,93 2,04	$0,83 \cdot 10^{3}$ 1,7	$4 \cdot 10^8$ 1,4 \cdot 10^9	$\begin{array}{c} 0,8\cdot 10^{10} \\ 0,6\cdot 10^{10} \end{array}$
₃₈ Sr ⁹¹	$3, 6 \cdot \frac{5}{3} \cdot 10^{4}$	7,3	2,0.103	1,2.108	0,6.1010
³⁹ Y ⁹⁰ ³⁹ Y ⁹¹ 55 Cs ¹³⁷	$2,25 \cdot 10^4$ $5 \cdot 10^6$ $1 \cdot 10^9$	5,40 4,0 2,08	$4,7.10^{3}$ $0,85.10^{2}$ 5,6	$1 \cdot 10^8$ 4,3 \cdot 10^8 5,6 \cdot 10^9	$0, 3 \cdot 10^{10} \\ 0, 65 \cdot 10^{10} \\ 1, 7 \cdot 10^{10}$
18 A 41	$6, 6 \cdot \frac{100}{0, 7} \cdot 10^3$	6	4.102	3,8.108	1,3.1010
₃₅ Br ⁸⁴	1,8.103	11	1,4.104	2,5.107	0,3.1010

Значения ($E_0^2 - 1$) ft для бета-переходов с $\Delta I = 2$, ∂a

Бета-спектр Cl³⁶

Приблизительно в то же время Ву и Фельдман получили некоторое количество радиоактивного Cl⁸⁶ с удельной активностью



Рис. 11. Увеличение пропускания при кольцевой фокусировке.

0.05 µС/мг. Тогда же было закончено и испытано квадратно - фокусирующее устройство соленоидального спектрометра, спроектированное по теоретическим расчётам Франкеля⁴¹ и Персико 42. Оказалось, что оноувеличивает пропускающую способность в четыре раза по сравнению с прежним устройством (рис. 11). Был изготовлен источник с поверхностной плотностью 0,1 мг/см², и изучался его спектр с новой системой диафрагм⁴³. С одного взгляда на кривую распределения импульсов (рис. 12) видно отчётливо выраженное смещение в сторону больших энергий, указывающее на высокую степень запрещения. График Кюри имеет большую выпуклость от оси абсцисс, простирающуюся вплоть до области наименьших энергий. Такая форма запрещённого спектра наблю-



Рис. 12. Распределение импульсов на кривой С136.

дается впервые. Спин Cl³⁶ не был известен, когда был снят его спектр. С помощью обычного способа интерпретации запрещённых

спектров было получено наилучшее согласие с опытом путём введения так называемого D_2 -множителя (в обозначениях Маршака⁴⁴):

$$D_{2} \sim \frac{1}{30} (E_{0} - E)^{4} + \frac{1}{9} (E^{3} - 1) (E_{0} - E)^{3} + \frac{1}{30} (E^{2} - 1)^{3}$$

(см. рис. 13), являющегося однозначным поправочным множителем для Be¹⁰, у которого спин меняется на три. Далее, Cl³⁶ имеет приблизительно тот же период полураспада⁴⁵ и верхний предел энергии,



Рис. 13. График Ферми для бета-спектра C1⁹⁶.

как и Be¹⁰ (см. таблицу III). Он мог бы теоретически рассматриваться как аналог Be¹⁰, если бы изменение спина оставалось неизвестным. Но когда Тоунес⁴⁶ определил спин Cl³⁶ по радиочастотному спектру Cl³⁶CN, сравнивая его с различными

чиен-шиунг ву

теоретически возможными спектрами при разных значениях спина Cl³⁶, то оказалось, что спин Cl³⁶ равен двум. А³⁶ содержит чётное число протонов и нейтронов. Его спин, вероятно, равен нулю. Но при

Т	а	б	л	и	и	а	HI
	u	•	e 1			a	

Данные о ₄Ве¹⁰ и 17С1³⁶

	<i>t</i> 1/2	E_0	ft
4 Be 10	2,7·10 ⁶ лет	2,1	4,4.10 ¹³ сек.
17 Cl 36	0,44·10 ⁶ лет	2,4	3,3.10 ¹³ сек.

изменении спина на два, с изменённой или неизменной чётностью, можно подобрать соответственно правилам отбора много различных бета-переходов. В таблице IV приведены матричные элементы,

Таблица IV

Матричные элементы, разрешающие переход $2 \rightarrow 0$, и связанное с ними изменение чётности *)

Взаимо- действие	Первый запрет	Второй запрет	Тре- тий за- прет		
S V T P A	B _{lj} , da B _{ij} , da	$R_{ij}, hem \ R_{ij} A_{ij}, hem \ T_{ij} A_{ij}, hem \ T_{ij}, hem \ T_{ij}, hem \ \gamma^5 R_{ij}, da$	да		
*) Здесь приняты обозначения статьи Коно- пинского и Юленбека ³⁰ .					

дающие переход $2 \rightarrow 0$ с соответствующим изменением чётности. Поправочные множители для этих матричных элементов были даны Конопинским и Юленбеком ⁸⁰ и Грейлингом ⁸⁰. Ни один из этих множителей в отдельности не согласуется с опытом. Другими словами, ни один тип взаимодействия, взятый отдельно, не подходит под экспериментальные данные (рис. 14). Лонгмайр пробовал линейные комбинации взаимодействий ⁴⁷. Эти комбинации дают перекрёстные члегы с иными формами спектров. Результаты приводятся на рис. 15. Комбинации (2S, 2V) и (2T, 2A) исключаются согласно теоретическому результату Фирца, который показал, что эти комбинации серьёзно изменяют форму разрешённых спектров на член (1 $\pm CE$), где E — энергия электрона. Комбинации (2S, 2T)

4.0 4.1 3,5 3,5 3,1 31 2,2 2,0 Рис. 14. Поправочные множители для электро-1,5 нов С136. Эксперименталь-15 ные данные заключены между двумя пунктир-1,0 -1а. ными кривыми. Кривая (a) представляет $2T(T_{ii})$ 10 и (приблизительно) 0,5 $\frac{1}{4} 2V(R_{ij});$ кривая (b) в той же шкале, что и (а), для 2A (T_{ij}) и (прибли-1.6 1,8 2,0 22 1.4 2.4 зительно) $\frac{1}{4} 2S(R_{ij});$ 2,0 2,2 2,4 1.0 1,2 1,4 1,6 1,8 Рис. 15. Поправочные множители для электронов С136. Экспериментальные кривая (c) для $2T(A_{ij})$ и $2V(A_{ij})$; кривая (d) есть наилучший данные заключены между пунктирными подбор для сравнения эксперимента с 2T, или 2V (прибликривыми. Кривая (а) есть комбинация жённо). Поправочный множитель имеет для 3V примерно ту же (2S, 2T) чили, приближённо, (2A, 2V). форму, что и (b). Шкала ординат произвольна (см.47). Кривая (b) есть наилучший подбор с комбинацией (2S, 2V) (см.⁴⁷).

СОВРЕМЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ФОРМЫ БЕТА-СПЕКТРОВ

579

и (2A, 2V) почти тождественны и хорошо удовлетворяют опытным данным. Далее, эти комбинации взаимодействий хорошо согласуются с опытом в тех случаях, когда вводится поправочный множитель α , таких, как Y^{91} , Y^{90} , Sr^{90} , Sr^{89} , Cs^{137} , Rb^{86} и K^{42} , так как перекрёстный множитель сокращается во всех случаях, когда изменение спина на единицу больше, чем порядок запрещения. Во всяком случае ещё рано делать окончательные заключения относительно Cl^{36} . Может быть, определение спектра или спина ошибочно. Может оказаться, как заметил Маршак, что этот случай поможет подобрать правильную линейную комбинацию пяти видов взаимодействия. Недавно Буше и Натаф ⁴⁸ указали, что этот случай может быть объяснён с чистым инвариантом, если учесть видоизменение обычных правил отбора, которое может быть необходимо для лёгких элементов.

Бета-спектр Ве¹⁰

Рассмотрим теперь два интересных случая, Be¹⁰ и K⁴⁰. Be¹⁰ имеет относительное время полураспада 4,4 · 10¹⁸ сек. и изменение спина на три единицы (0 \rightarrow 3). У K⁴⁰ относительное время полураспада 10¹⁸ сек. и изменение спина на четыре единицы. Спектры



Рис. 16. График Ферми для бета-спектра Ве10.

их теоретически исследовались и предсказывались Маршаком ^{44, 49}. В случае Be^{10} наблюдённое время полураспада требует отбрасывания всех матричных элементов, кроме четырёх, связанных с энергетическим спектром, который определяется множителем D_2 . Из этих четырёх три (2T, 2A, 3T) относятся к типу взаимодействий Теллера и один (3V) — к фермиевскому типу. Активность Be^{10} , полученного обычным способом, очень мала из-за большого вре-

мени полураспада и малого сечения активации. Тем не менее. Белл и Кассиди 59 применили источник толщиной в несколько *мг/см²* и со своим сцинтилляционным спектрометром обнаружили отклонение графика Кюри от дозволенной формы в области высоких энергий. Далее, найдя спектр D₂ у Cl³⁶, Ву и Фельдман провели обширное сравнительное изучение⁵¹ различных тождественных источников: Y⁹¹, RaE, P³², Cl⁸⁶ и Cu⁶⁴ и пришли к заключению⁵³, что истинное распределение в бета-спектре вполне может быть типа D₂, как предсказывалось теоретически. Сразу после этого Райт и Мильтон 53 сообщили, что их работа с пропорциональным счётчиком высокого давления даёт результаты, согласующиеся с предполагаемой формой спектра Ве¹⁰ — D₂. Изучая спектры источников BeO толщиной менее чем в 0,5 *мг/см²* в магнитном спектрографе, Албургер, Хюджес и Эгглер⁵⁴ и Фельдман и Ву⁵⁵ нашли хорошее согласие между экспериментально измеренным и теоретическим спектром (рис. 16). Белл и Кассиди 56 получили тот же результат со сцинтилляционным спектрометром. Это -несомненно большой успех теории бета-распада.

Бета-спектр К⁴⁰

В случае K^{40} спин меняется на четыре единицы. Теоретические расчёты независимо выполнялись Маршаком и Грейлингом^{49, 30}. Если чётности K^{40} и Са⁴⁰ различны, то для бета-перехода необходим запрет третьего порядка при тензорном или аксиально-векторном взаимодействии. Согласно особому свойству теории запрещённых спектров, когда изменение спина на единицу превосходит порядок запрещения, спектр определён однозначно. Если чётности K^{40} и Са⁴⁰ одинаковы, тот же переход должен быть запрещён в четвёртом порядке. Соответствующие множители C_{4S} , C_{4P} и C_{4A} дают однозначно определённый энергетический спектр; C_{4V} и C_{2T} обладают большей гибкостью. К сожалению, период полураспада K^{40} равен 2.7 · 10⁹ лет и его содержание — только 0.016%.

Чтобы получить истинный спектр K^{40} , надо применить высокообогащённый образец. Фельдман и Ву⁵¹ в Колумбийском университете изучали на толстых источкиках спектр K^{40} со стороны больших энергий и заключили, что истинный спектр должен быть скорее всего в этой области вогнутым на графике Кюри. Недавно Белл, Вивер и Кассиди⁵⁷ применили обогащённый источник из KC1 толщиной в 2,5 *мг/см*³ и обнаружили в своём сцинтилляционном спектрометре, что график Кюри вогнут в сторону оси энергии при энергиях выше 700 *кэв* (рис. 17). Конечная точка расположена при 1,36 — 0,05 *Мэв*. Если ввести поправочный множитель для тензорного или аксиально-векторного взаимодействия, запрещённого в третьем порядке, получается прямая линия вплоть до энергии 0,7 *Мэв* (половина энергетического интервала). Сильный загиб при

7 УФН, т. XLIV, вып. 4

ЧИЕН-ШИУНГ ВУ

меньших энергиях, характерный для сцинтилляционного спектрометра, неизбежно возникает из-за рассеяния в кристалле. Недавно Албургер⁵⁸ исследовал бета-спектр К⁴⁰ (обогащёнсый до 7%) от источника толщиной в 2,4 *мг/см*³ в спектромегре «с тонкой линзой» с разрешением 17%. График Кюри, исправленный на запрет третьего порядка при тензорном или аксиально-векторном взаимодействии, остаётся прямым до 500 *кэв*. Отклонение ниже 500 *кэв* истолковывается как обусловленное влиянием толщины источника.



Рис. 17. График Ферми для бета-спектра К40.

что подтверждено вспомогательным опытом с P^{33} . Новейшие исследования Фельдмана и Ву*), произведённые с обогащённым источником K⁴⁰ (2,5 *мг/см*²) на соленоидальном спектрометре с разрешением около 10%, тоже подтверждают тензорное или аксиально-векторное взаимодействие с запретом третьего порядка и исключают четырежды запрещённое скалярное аксиально-векторное или псевдоскалярное взаимодействие. Дальнейшее теоретическое изучение поправочных множителей C_{4V} и C_{4T} методом, аналогичным применявшемуся для Be¹⁰, путём оценки величины матричных элементов по Грейлингу, показало **), что эти два поправочных множителя дают тот же единственный спектр, как и при трижды запрещённом аксиально-векторном или тензорном взаимодействии. Поэтому четырежды запрещённое тензорное или векторное взаимодействия могут объяснить наблюдённую форму спектра так же хорошо. Тем не менее, теория ядерных оболочек предсказываєт изменение чётности в этом переходе. Если это так, запрет четвёртого порядка

*) В печати.

**) Частное сообщение.

естественно исключается из-за изменения чётности как по фермиевским, так и по теллеровским правилам отбора. Максимальная энергия в спектре, экстраполированная по исправленному графику Кюри, равна 1325 ± 15 кэв, несколько меньше, чем приводившаяся в прежних сообщениях.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Некоторое время тому назад вызвало недоумение то обстоятельство, что явно запрещённые переходы имеют спектры разрешённого типа. Теоретически вполне возможно, что первый запрещённый переход приведёт к спектру разрешённой формы. Однако спектры, запрещённые дважды, будут иметь форму разрешённых только при весьма специальных обстоятельствах. С другой стороны, сильно запрещённые формы проявятся только при запретах высокого порядка: $\Delta I = 2, 3, 4, как это получается теоретически.$ Поэтому при тщательном пересмотре большого накопленного к последнему времени материала о бета-спектрах и их истолковании. становится ясно, что определение порядка запрещения по одному только значению ft приводит к слишком высоким значениям порядка. Наименьшие lg ft 23 или 4 суть разрешённые переходы между ядрами с подобными волновыми функциями. Эти переходы называются сверхразрешёнными, тогда как переходы между ядрами с не очень близкими волновыми функциями имеют lg ft. заключённый между четырьмя и шестью. Если вероятность перехода для каждого последовательного порядка запрещения уменьшается в отношении 1/100, то для первого порядка запрещения следует ожидать lg ft от шести до восьми или больше. Переходы, запрещённые во втором порядке или выше, будут, вообще говоря, иметь $\lg ft > 0$. Поэтому неудивительно, что большинство спектров имеет разрешённую форму 40.

Если это так, то можно пытаться понять, почему было наблюдено так мало случаев бета-гамма-корреляции ⁵⁹. Согласно теории, угловой корреляции не должно быть не только для разрешённых, но и для запрещённых бета-переходов, если они имеют спектр разрешённого вида. Известны только три определённо анизотропных распределения ^{60—62}— это Rb⁸⁶, Tm¹⁷⁰ и Sb¹²⁴. Форма бета-спектра Sb¹³⁴ недавно изучалась, и было установлено ³⁷, что он действительно имеет спектр типа α -запрещения. Поэтому весьма желательно изучить и соответствующие спектры Rb⁸⁶ и Tm¹⁷⁰. Всякие дополнительные сведения об угловой бета-гамма-корреляции, несомненно, будут полезны для теории бета-распада.

Экспериментально изученные три однозначно определённые спектра Y^{91} , Be^{10} и K^{40} совпадают с их теоретической формой, что является торжеством теории запрещённых спектров. Так называемый α -тип спектра группы Y^{91} типичен для запрета первого 7^{*}

583

порялка с изменением спина $\Delta I = 2$, ∂a . Он является сильным подтверждением того обстоятельства, что, по крайней мере, часть истинного взаимодействия тонзорная или аксиально-векторная. Спектр Be¹⁰ ($\Delta I = 3$) и K⁴⁰ ($\Delta I = 4$) можно истолковать с помощью тензорного или аксиально-векторного взаимодействия, если степень запрещения (вторая или третья) на единицу меньше ΔI , и с помощью тензорного или полярно-векторного, если степень запрещения (третья или четвёртая) равна изменению момента. Но если учесть изменение чётности, происходящее в переходах Be^{10} (*нет*) и K^{40} (*да*), каким его предсказывает модель ядерных оболочек, то спектры Be^{10} и K^{40} должны быть классифицированы, как α-тип, у которого изменение спина на единицу больше, чем степень запрещения. Они допускаются только правилами отбора Теллера, т. е. тензорным или аксиально-векторным взаимодействием. Но для того чтобы сделать выбор между этими двумя типами взаимодействия, нужны дополнительные сведения. Спектр С1³⁶ нельзя объяснить простым взаимодействием; для него нужна линейная комбинация (2S, 2T), (2V, 2A) и возможно (2 V. 2 T). Эти комбинации взаимодействий согласуются и с однозначно определёнными спектрами Y⁹¹, Be¹⁰ и K⁴⁰. Чтобы узнать больше об истинных линейных комбинациях, надо найти и исследовать больше случаев бета-распада, в которых изменение ΔI равно степени запрещения. Единственный известный случай из этого класса — это Rb⁸⁷. В нём спин меняется на три и он больше всего полходит под третий порядок запрещения. Но его исключительно большое время полураспада и низкий предел спектра сильно затрудняют изучение бета-спектра.

Таков краткий итог современного изучения бета-спектров.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- 1. E. J. Konopinsky, Rev. Mod. Phys. 15, 209 (1943). 2. E. Fermi, Zeits. f. Physik 88, 161 (1934).

- L. Fermi, Zeits. f. Physik 88, 161 (1934).
 K. Urie, Richardson a. Paxton, Phys. Rev. 49, 368 (1936).
 H. A. Bethe a. R. F. Bacher, Rev. Mod. Phys. 8, 194 (1936).
 M. E. Rose, Phys. Rev. 49, 727 (1936); C. Longmire a. H. Brown, Phys. Rev. 75, 264 (1949); J. R. Reitz, Phys. Rev. 77, 10 (1950).
 Kurie, Richardson a. Paxton, Phys. Rev. 49, 368 (1930).
 A. W. Lowson, Phys. Rev. 56, 131 (1939); A. W. Lowson a. J. W. Cork, Phys. Rev. 57, 982 (1940).
 A. W. Tyler, Phys. Rev. 56, 125 (1939).
 C. S. Cook a. L. M. Langer, Phys. Rev. 73, 601 (1948).
 R. D. Albert a. C. S. Wu, Phys. Rev. 75, 315 (1949); 75, 1107 (1949).
 J. Backus, Phys. Rev. 68, 59 (1945).
 Langer, Moffat a. Price, Phys. Rev. 76, 1725 (1949).
 G. E. Owen a. C. S. Cook, Phys. Rev. 77, 743 (1950); 77, 798 (1950).
 L. Gross a. D. R. Hamilton, Phys. Rev. 78, 318 (1950).

- 17. Curran, Angus a. Cockcroft, Phyl. Mag. 50, 53 (1949); Nature **162**, 302 (1948).
- 18. Hanna a. Pontecorvo, Phys. Rev. 75, 983 (1949).
- 19. Curran, Angus a. Cockcroft, Phys. Rev. 76, 853 (1949).
- 20. C. S. Cook a. L. M. Langer, Phys. Rev. 74, 227 (1948).
- 21. G. E. Owen a. C. S. Cook, Phys. Rev. 76, 1536 (1949).
- 22. Boehm, Blaser, Marmier, a. Preiswerk, Phys. Rev. 77, 295 (1950).
- 23. G. E. Owen, C. S. Cook a. P. H. Owen, Phys. Rev. 78, 686 (1950).
- 23a. Brown a. Perez-Mendez, Phys. Rev. 75, 1286 (1949); 77, 404 (1959).
- 24. E. P. Wigner, Phys. Rev. 56, 519 (1939).
- 25. Konopinski a. Ulenbeck, Phys. Rev. 60, 308 (1941).
- 26. Flammersfeld, Zeits. f. Physik 112, 727 (1939); Neary, Proc. 20. F1ammersteld, Zeits. I. Physik 112, 121 (1939); Neary, Proc. Roy. Soc. A175, 71 (1940); L. M. Langer, Phys. Rev. 75, 328 (1949); R. Morrissey a. C. S. Wu, Phys. Rev. 75, 1288 (1949).
 27. L. M. Langera, H. C. Price, Phys. Rev. 75, 1109 (1949).
 28. E. Feenberg a. K. C. Hammack, Phys. Rev. 75, 1877 (1949).
 29. G. Gamowa, E. Teller, Phys. Rev. 49, 895 (1936).
 30. E. J. Konopinski, a. G. E. Ulenbeck, Phys. Rev. 60, 308 (1940); E. Greuling, Phys. Rev. 61, 568 (1942).
 31. F. N. Jensena, L. Lasslet, Phys. Rev. 75, 1949 (1949). Braden

- 31. E. N. Jensen a. L. Lasslet, Phys. Rev. 75, 1949 (1949); Braden,
- Slack a. Shull, Phys. Rev. 75, 1964 (1942).
 Slack, Braden a. Shull, Phys. Rev. 75, 1965 (1949).
 A. C. G. Mitchell a. C. L. Peackock, Phys. Rev. 75, 197 (1949); C. L. Peackock a. C. G. Mitchell, Phys. Rev. 75, 1272 (1949).
 Zaffarano, Kern, a. Mitchell, Phys. Rev. 74, 682 (1948).
- 35. F. B. Shull a. E. Feenberg, Phys. Rev. 75, 1768 (1949).
- 36. L. M. Langer, Phys. Rev. 77, 50 (1950).
- 37. L. M. Langer, Частное сообщение.
- 38. С. А. Helmholtz, Частное сообщение; a. Boyd, Phys. Rev. **79**, 242 (1950). Ketelee, Nelson
- 39. Shull a. Feenberg, Phys. Rev. 75, 1768 (1940).
- 40. L. W. Nordheim, Phys. Rev. 78, 294 (1950). 41. S. F. Frankel a. E. C. Nelson, ONR report NP-1120 June 1948; S. Frankel, Phys. Rev. 73, 804 (1948).
- 42. E. Persico, Rev. Sci. Instr. 20, 191 (1949).
- 43. C. S. Wu a. L. Feldman, Phys. Rev. 76, 693 (1949).
- R. E. Marshak, Phys. Rev. 75, 513 (1949).
 Wu, Townes a. Feldman, Phys. Rev. 76, 692 (1949).

- 45. Wu, Townes a. Feldman, Phys. Rev. 76, 692 (1949).
 46. C. H. Townes a. L. G. Aamodt, Phys. Rev. 76, 691 (1949).
 47. Longmire, Wua. Townes, Phys. Rev. 76, 695 (1940).
 48. S. R. de Groot a. H. A. Tolholk, Physika XVI, 456 (1950); R. Bouchez, Comptes Rendus 230, 440 (1950).
 49. R. E. Marshak. Phys. Rev. 70, 980 (1946).
 50. P. R. Bella. J. M. Cassidy, Phys. Rev. 76, 183 (1949).
 51. Feldman a. C. S. Wu, Phys. Rev. 76, 637 (1949).
 52. C. S. Wua. L. Feldman, Phys. Rev. 76, 638 (1949).
 53. H. W. Fulbright a. J. C. D. Milton, Phys. Rev. 73, 1271 (1949).

- (1949).

- (1949).
 54. Alburger, Hughes a. Eggler, Phys. Rev. 78, 318 (1950).
 55. L. Feldman a. C. S. Wu, Phys. Rev. 78, 318 (1950).
 56. P. R. Bell a. J. M. Cassidy, Phys. Rev. 77, 301 (1950).
 57. Bell, Weaver a. Cassidy, Phys. Rev. 77, 309 (1950).
 58. D. E. Alburger, Phys. Rev. 79, 236 (1950).
 59. D. L. Falkoff, Phys. Rev. 79, 323, 334 (1950), тезисы диссертации, R. L. Garwin, Phys. Rev. 76, 1876 (1949).