

Ц.С. ВУ, С.А. МОШКОВСКИЙ

БЕТА-РАСПАД

Ц. С. ВУ, С. А. МОШКОВСКИЙ

BETA DECAY

C. S. WU

Columbia University

S. A. MOSZKOWSKI
University of California,
Los Angeles

БЕТА-РАСПАД

Перевод с английского В. В. МАЛЯРОВА

INTERSCIENCE PUBLISHERS
a division of John Wiley & Sons New York·London·Sydney

АТОМИЗДАТ
МОСКВА 1970

Бу Ц. С., Мошковский С. А. Бета-распад. М., Атомиздат, 1970.

В книге описана элементарная и классическая теория бета-распада, его классификация и характеристики. Отдельные главы книги посвящены несохранению четности в бета-распаде, теории двойного бета-распада, слабым взаимодействиям с лептонными распадами.

Обширное приложение содержит необходимый для чтения книги математический аппарат, нерелятивистские и релятивистские преобразования, уравнение Дирака и волновые функции свободной частицы.

Книга рассчитана на физиков-теоретиков и экспериментаторов, а также может быть полезна аспирантам и студентам физических факультетов.

Рисунков 118, таблиц 18, библиография 518 названий.

ПРЕДИСЛОВИЕ К ПЕРЕВОДУ

Всем, кто интересуется ядерной физикой, имена авторов этой монографии хорошо известны. Книга обладает большим достоинством: в ней очень удачно сочетается теория β -распада и подробное описание методики и результатов экспериментов. Простота и ясность изложения делают монографию доступной для начинающих изучение β -распада. С интересом ее прочтут и специалисты, работающие в этой области.

В книге освещены все основные вопросы и направления, связанные с β -распадом и смежными областями (в частности, лептонные распады мезонов и странных частиц), причем использованы результаты исследований, полученные вплоть до второй половины 1965 г. Затронуты вопросы, связанные с несохранением четности в сильных взаимодействиях. Обсуждены нейтринные эксперименты при высоких энергиях, а также вопросы, которые интенсивно изучались в последнее время. Однако после 1965 г. были получены новые важные результаты, которые также следует обсудить. Ограниченный объем предисловия позволит остановиться только на некоторых вопросах.

***CP*-четность.** В книге этот вопрос рассмотрен очень кратко, так как опыты с K^0 -мезонами, в которых проявилось несохранение *CP*-четности, были выполнены незадолго до ее появления [1]. Однако открытие нарушения *CP*-четности представляет не меньший интерес, чем установление несохранения *P*-четности, так как влечет за собой представление о существовании какого-то нового (возможно, универсального) взаимодействия, ответственного за это нарушение. За последние три года

появилось очень большое число экспериментальных и теоретических работ, посвященных изучению несохранения CP -четности. Хотя полной ясности в этом вопросе нет, все же имеет смысл остановиться на основных результатах, полученных за последнее время.

После того как выяснилось, что пространственная четность P под влиянием слабых взаимодействий не сохраняется, Л. Д. Ландау в 1957 г. высказал предположение [2] об инвариантности законов природы относительно комбинированной инверсии CP . На протяжении следующих 7 лет никто не сомневался, что CP -инвариантность строго выполняется. В этом случае под влиянием слабых взаимодействий могут возникать четная ($K_1^0 = \frac{K^0 + \bar{K}^0}{\sqrt{2}}$) и нечетная ($K_2^0 = \frac{K^0 - \bar{K}^0}{\sqrt{2}}$) CP -ком-

бинации. K_1^0 распадается на два, а K_2^0 — на три пиона. Это приводит к тому, что продолжительность жизни K_1^0 примерно в 600 раз меньше, чем у K_2^0 . В экспериментах Кристенсона и др. [1], которые, кстати, были поставлены для исследования регенерации $K_2^0 \sim K_1^0$ в различных средах, а не для наблюдения нарушения CP -четности, регистрация распадов производилась на расстоянии 19 м. Это расстояние примерно в 300 раз превышает длину распада K_1^0 , поэтому K_2^0 -мезоны практически должны отсутствовать в пучке. Оказалось, однако, что отношение вероятностей $W(K \rightarrow 2\pi) / W(K \rightarrow 3\pi) \approx 0,2\%$. Сразу же было высказано предположение, что этот эффект возникает в результате нарушения CP -четности.

Если CP -четность не сохраняется, долгоживущая компонента K^0 -мезонов, которую обычно обозначают K_L , не совпадает с K_2^0 , а короткоживущая (K_S) — с K_1^0 . Эти компоненты не имеют определенной странности (как K^0 и \bar{K}^0) и определенной комбинированной четности (как K_1^0 и K_2^0); они характеризуются определенными массами (m_L и m_S) и определенными продолжительностями жизни (τ_L и τ_S).

После того как был обнаружен распад $K_L \rightarrow 2\pi$, возник естественный вопрос: нельзя ли объяснить этот распад, не ссылаясь на нарушение CP -инвариантности? Было, например, высказано предположение [3—5], что распад $K_2^0 \rightarrow K_1^0 \rightarrow 2\pi$ происходит под влиянием векторного

поля, создаваемого гиперзарядами удаленной (до $\sim 10^{22}$ см) антигалактики. Это предположение оказалось несостоятельным. Во-первых, согласно расчетам, при наличии такого поля вероятность рассматриваемого процесса должна расти пропорционально квадрату энергии K_2^0 -мезона. Эксперименты такую зависимость не подтверждают. Во-вторых, эта гипотеза влечет за собой трудности теоретического характера: она противоречит принципу близкодействия, т. е. пространственной локализации энергии и конечности скорости распространения энергии [6]. Таким образом, эта гипотеза должна быть оставлена.

Прежде чем обсуждать этот вопрос и высказывать какие-нибудь гипотезы о механизме несохранения CP -четности, следует убедиться в том, что распад $K_L \rightarrow 2\pi$ не является кажущимся. Ведь очень трудно отличить распад $K_L \rightarrow 2\pi$, например, от распада $K_L \rightarrow 2\pi + V$, где V — векторная частица малой массы [7]. Можно было бы указать и другие процессы, которые трудно отличить от распада $K_L \rightarrow 2\pi$. Однако при наличии распада $K_L \rightarrow 2\pi$ должна наблюдаться его интерференция с распадом $K_S \rightarrow 2\pi$. Наличие интерференции позволило бы исключить все процессы, имитирующие распад $K_L \rightarrow 2\pi$.

Один из методов наблюдения интерференции основан на использовании процесса регенерации при пропускании пучка K -мезонов через пластину вещества — регенератор. В этом случае вероятность распада W_{+-} на два пиона может быть представлена в виде [8, 9]:

$$W_{+-} = W_0 \left\{ |\rho|^2 e^{-\Gamma_S t} + |\eta_{+-}|^2 e^{-\Gamma_L t} + 2|\rho||\eta_{+-}| \times \right. \\ \left. \times \cos(\Phi_p - \Phi_{+-} + \Delta m t) e^{-\frac{1}{2}(\Gamma_S + \Gamma_L)t} \right\}.$$

Здесь $\rho = |\rho| e^{i\Phi_p}$ — амплитуда регенерации в пластине; η_{+-} — отношение амплитуд распада K -мезона:

$$\eta_{+-} = \frac{A(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)}{A(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)} = |\eta_{+-}| e^{i\Phi_{+-}};$$

$\Delta m = m_L - m_S$ — разность масс K_L и K_S ; $\Gamma_L = (1,94 \pm \pm 0,05) \cdot 10^7 \text{ сек}^{-1}$; $\Gamma_S = (0,792 \pm 0,04) \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1}$.

В этих исследованиях была обнаружена отчетливо выраженная интерференция. Удалось обнаружить ин-

терференцию и без регенератора — в вакууме. В этом случае эффект проявляется наиболее отчетливо при амплитудах $A(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-)$ и $A(K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-)$ одного и того же порядка. Такое выравнивание амплитуд наступает по истечении промежутка времени $t \approx 12\tau_S$. В результате были найдены следующие значения [10, 11]:

$$|\eta_{+-}| = (1,95 \pm 0,072) \cdot 10^{-3}; \quad \Phi_{+-} = (46 \pm 15)^\circ.$$

Значительно труднее измерить параметры, характеризующие распад на два нейтральных пиона:

$$\eta_{00} = |\eta_{00}| e^{i\Phi_{00}}.$$

Трудности связаны с регистрацией распада двух нейтральных частиц (четырех квантов) при наличии разрошенного распада $K_L \rightarrow 3\pi^0$. По имеющимся в настоящее время данным $|\eta_{00}|$ попадает в интервал $(2-4) \times 10^{-3}$. Фазу Φ_{00} пока определить не удалось.

После того как были обнаружены интерференционные эффекты, отпали всякие сомнения в реальности распада $K_L \rightarrow 2\pi^0$ и начались поиски несохранения CP -четности в других процессах. Удалось обнаружить проявление несохранения CP в зарядовой асимметрии ($\sim 10^{-3}$), наблюдающейся в распадах K_L в вакууме на лептоны: распады по схеме $K_L \rightarrow \pi^- e^+ \nu$ преобладают над распадами типа $K_L \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}$. Эта особенность обнаружена и для распадов $K_L \rightarrow \pi^- \mu^+ \nu$ и $K_L \rightarrow \pi^+ \mu^- \bar{\nu}$. Следует отметить, что все эти процессы связаны с распадом K^0 -мезонов. Естественно, возник вопрос: наблюдается ли нарушение CP -четности или какие-нибудь связанные с ним эффекты у других частиц? Прежде чем обсуждать результаты экспериментов, поставленных для выяснения этих вопросов, желательно сделать несколько замечаний о связи дискретных преобразований с симметрией.

Известно, что за последние годы наши представления об инвариантности законов природы относительно дискретных преобразований постепенно менялись. Сначала под давлением неопровержимых фактов пришлось отказаться от P - и C -инвариантности, а опыты с K^0 -мезонами привели к крушению и CP -инвариантности. Пока нет никаких оснований считать, что нарушается CPT -инвариантность. Все экспериментальные данные как будто подтверждают справедливость CPT -теоремы.

Например, прямым следствием CPT -теоремы является равенство масс покоя, продолжительностей жизни и магнитных моментов частиц и античастиц. Все полученные до настоящего времени данные не противоречат этому предсказанию. Теоретические соображения также приводят к заключению, что CPT -инвариантность не должна нарушаться, так как ее нарушение затронуло бы фундамент современной теоретической физики [12, 13]. Впрочем, только дальнейшие исследования, в первую очередь экспериментальные, позволят выяснить этот вопрос.

Из CPT -теоремы и несохранения CP -четности следует нарушение T -инвариантности, поэтому для поиска нарушения CP -четности ставятся эксперименты, связанные с исследованием T - и CPT -инвариантности. Подробный перечень эффектов, которые могли бы возникать при нарушении CP -, T - и CPT -инвариантности, приведен в докладе Л. Б. Окуня [14]. Многие из этих эффектов интенсивно исследуются, но пока ни один из них не был обнаружен. Не исключено, что отсутствие положительных результатов обусловлено недостаточной точностью измерений и при дальнейшем совершенствовании техники и методики измерений такие эффекты будут обнаружены, поэтому следует кратко остановиться на наиболее перспективных исследованиях, проводимых в настоящее время.

Л. Д. Ландау еще в 1957 г. [2] обратил внимание на то, что в случае нарушения T -инвариантности элементарные частицы могли бы обладать электрическим дипольным моментом. Не останавливаясь на методах измерения электрических дипольных моментов элементарных частиц, подробно рассмотренных в статье Ф. Л. Шапиро [15], отметим, что на основании последних измерений [16] для электрического дипольного момента нейтрона d_n получена оценка: $d_n < e \cdot 3 \cdot 10^{-22}$ см, а для электрона $d_e < e \cdot 1,7 \cdot 10^{-23}$ см [17].

Были предложены и другие способы проверки T -инвариантности. Например, можно использовать эффект Мёссбауэра [18] для определения отношения матричных элементов, характеризующих переходы $E2$ и $M1$ из возбужденного в основное состояние:

$$\frac{\langle J_f | E2 | J_i \rangle}{\langle J_f | M1 | J_i \rangle} = \delta e^{i\eta}.$$

При сохранении T -четности это отношение должно быть вещественным [19]. Измерения показали, что $\sin \eta$ не превышает 10^{-3} . Делались попытки обнаружить нарушение T -инвариантности в процессе β -распада поляризованных нейтронов [20]. Эксперимент основан на том, что в случае сохранения T -четности фазовый угол θ между аксиальной и векторной константами должен быть равен нулю или 180° . Оказалось, что $\theta = (179,0 \pm 1,6)^\circ$. Вновь точность измерения оказалась недостаточной, чтобы обнаружить нарушение T -четности.

В случае упругих нуклон-нуклонных столкновений T -инвариантность накладывает ограничения на матрицу рассеяния. Это дает возможность произвести проверку T -инвариантности. Оказалось, однако, [21], что точность измерений недостаточна: нарушение T -инвариантности не было обнаружено.

Нарушение CP -инвариантности могло бы привести к различным вероятностям распадов $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$ и $K^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+$, к зарядовой асимметрии в распаде $\eta^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ и к ряду других эффектов [22, 23]. Ни один из них не был обнаружен.

Итак, нарушение CP было обнаружено только в распадах K^0 -мезонов. Этот факт, по-видимому, связан с тем, что нейтральные K_1^0 - и K_2^0 -мезоны с противоположными CP -четностями очень близки по массе

$$(|M_{K_1} - M_{K_2}|) / M_K < 10^{-14},$$

поэтому даже очень слабое взаимодействие должно перемешивать эти состояния, нарушая CP -инвариантность.

Поскольку CP -неинвариантная амплитуда приблизительно в $2 \cdot 10^{-3}$ раз меньше CP -инвариантной амплитуды, рассуждая примитивно, можно предположить, что CP -неинвариантное взаимодействие примерно в 10^{-3} раз слабее взаимодействия, ответственного за распад K -мезонов [24]. Это взаимодействие Л. Б. Окунь предложил называть «миллислабом». При распаде $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ оно должно менять знаки P и CP , а странность S под влиянием этого взаимодействия должна изменяться на единицу, так как для взаимодействия должна изменяться на единицу, величина электрического дипольного момента нейтрона достигала бы такого значения, при котором этот момент был бы уже обнаружен. Современная техника измерений не может подтвердить или опровергнуть гипотезу о миллислабом взаимодействии.

Почти одновременно было высказано предположение, что нарушение CP -четности может быть обусловлено «миллисильным» взаимодействием ($\sim 10^{-3}$ сильного взаимодействия) [25, 26], при котором должны сохраняться пространственная четность P и странность S . В настоящее время нет непосредственных экспериментальных подтверждений или опровержений этого предположения. Впрочем некоторые сомнения в справедливости этой гипотезы возникают в связи с тем, что при $\eta_{\pm} \neq \eta_{00}$ можно было бы ожидать асимметрию в распаде η^0 -мезона. Такой эффект отсутствует.

Третья возможность заключается в предположении, что нарушение CP -четности вызвано электромагнитным взаимодействием [27]. Однако современные экспериментальные данные, по-видимому, позволяют исключить из рассмотрения эту возможность. Действительно, электрический дипольный момент нуклонов не превышает $10^{-22} e \cdot \text{см}$ [16]. Однако при электромагнитном взаимодействии, нарушающем четность, электрический дипольный момент достигал бы значения $\sim 10^{-20} e \cdot \text{см}$. Кроме того, электромагнитное взаимодействие, нарушающее CP , должно было бы приводить к асимметрии в распаде $\eta^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$. Эта асимметрия, как известно [28], не наблюдается. Таким образом, эту модель, если нет каких-то случайных подавлений, следует признать несостоятельной.

Наконец, Вольфенштейн [29] предложил модель «сверхслабого» взаимодействия (приблизительно 10^{-9} слабого взаимодействия), при котором $|\eta_{\pm}| = |\eta_{00}|$. Экспериментальные данные не подтверждают этого вывода, но пока нет уверенности в достоверности полученных результатов. Из этой модели следует, кроме того, что CP -неинвариантные эффекты могут наблюдаться только в распадах K^0 -мезонов. Это заключение находится в отличном согласии с данными, которыми мы располагаем. Таким образом, вопрос с применимостью этой модели остается открытым. Только повысив точность измерений, можно будет проверить предсказания теории сверхслабого взаимодействия. Более подробное изложение различных вариантов взаимодействий, объясняющих механизм несохранения CP , можно найти в работах [14, 30, 31].

По-видимому, только дальнейшие исследования (а они в настоящее время ведутся широким фронтом)

смогут выяснить природу нарушения CP -четности и установить свойства взаимодействия, приводящего к этому нарушению.

Несохранение четности в сильных взаимодействиях. В монографии приведены результаты первых исследований по изучению несохранения четности в сильных взаимодействиях (стр. 294—297), на основании которых еще нельзя было сделать окончательных выводов. Однако за последние три года в этой области получены новые результаты, интересные тем, что наличие эффектов, связанных с нарушением четности в сильных взаимодействиях, может быть истолковано как подтверждение гипотезы универсальности слабого взаимодействия.

Все попытки обнаружить несохранение четности в ядерных взаимодействиях и измерить параметр F , характеризующий смешивание ядерных состояний с различной четностью, основаны на исследовании круговой поляризации γ -излучения, испускаемого неполяризованными ядрами, а также на изучении асимметрии излучения поляризованных ядер. Один из первых положительных результатов был получен в ИТЭФ [32—34]. Эксперимент был основан на измерении асимметрии γ -излучения ^{114}Cd , возникающего при захвате поляризованных нейтронов. Измерения показали, что $F \approx 4 \cdot 10^{-7}$. Аналогичные измерения были выполнены датскими [35] и итальянскими [36] учеными. Все результаты хорошо согласуются. Исследования круговой поляризации γ -излучения, испускаемого в переходе $5/2^+ \rightarrow 7/2^+$ в ядре ^{181}Ta [37, 38], привели примерно к тому же значению F . По-видимому, можно считать, что эти результаты указывают на существование ядерного взаимодействия, не сохраняющего четность.

Более подробное изложение этого вопроса можно найти в докладе И. С. Шапиро [39].

Нейтрино и лептонный заряд. После того как эксперименты подтвердили предположение о существовании двух типов нейтрино (ν_e и ν_μ), особый интерес приобрел вопрос о лептонном заряде и его сохранении. Один из вариантов рассмотрен в монографии (стр. 161), но он не исчерпывает всех возможностей. Более подробный анализ сложившейся ситуации был произведен Б. М. Понтекорво [40]. В настоящее время можно, по-видимому, не сомневаться в том, что ν_e и $\bar{\nu}_e$ (так же, как ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$) — различные частицы. Каждой из них со-

ответствует лептонный заряд (лептонное число). Создается впечатление, что лептонное число сохраняется, но этот закон сохранения может быть приближенным (нарушение может достигать порядка 10%).

Всю совокупность известных в настоящее время экспериментальных факторов можно непротиворечиво описать, используя различные способы введения лептонных чисел.

Один из возможных вариантов (он рассмотрен и в монографии Ву и Мошковского) — введение двух аддитивных лептонных зарядов: электронного и мюонного.

Вторая возможность: существует *один* аддитивный лептонный заряд, знак которого противоположен для μ^- и e^- [41], и *одно* четырехкомпонентное нейтрино, левовинтовые состояния которого связаны с электронами, а правовинтовые с мюонами [42—44].

Третий случай: есть один аддитивный лептонный заряд, принимающий значения $+1$ для лептонов и -1 для антилептонов, а также одно мультипликативное квантовое число, принимающее значение $+1$ для «электронной» группы частиц (e^\pm , ν_e , $\bar{\nu}_e$) и -1 для «мюонной» (μ^\pm , ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$) [45].

Наконец, можно предположить, что существует один аддитивный лептонный заряд, который принимает различные значения для дублетов (e^-, ν_e) и (μ^-, ν_μ). В последнем варианте лептонный заряд сохраняется не во всех процессах. Этим он напоминает странность, но в отличие от нее лептонное число не меняется во всех наблюдаемых слабых процессах и должно было бы меняться в процессах типа $\mu \rightarrow e + \gamma$.

Как велика вероятность того, что закон сохранения лептонного заряда выполняется приближенно? Предположение, что лептонный заряд относится к категории квантовых чисел, сохраняющихся только приближенно, выглядит более правдоподобно, в свете данных, свидетельствующих о нарушении CP -четности. Не исключено, что за несохранение лептонного заряда ответственно то же взаимодействие, которое приводит к нарушению CP -четности. Оно в таком случае являлось бы универсальным, т. е. присущим всем частицам. Несохранение лептонного заряда должно приводить к ряду эффектов, которые можно попытаться обнаружить.

Чтобы выяснить, сохраняется ли мюонный заряд, удобнее всего исследовать распад $\mu \rightarrow e + \gamma$. Если несохране-

ние лептонного заряда того же порядка, что и нарушение CP -четности, то отношение вероятностей W распадов по каналам $\mu \rightarrow e + \nu$ и $\mu \rightarrow e + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ составляет примерно 10^{-9} . В настоящее время для этого отношения получена оценка $W < 6 \cdot 10^{-9}$ [46]. По-видимому, необходимо дальнейшее совершенствование опытов по измерению W .

В случае несохранения лептонного заряда масса нейтрино может оказаться отличной от нуля. При такой ситуации должны возникнуть осцилляции ($\bar{\nu}_\mu \rightleftharpoons \nu_e$; $\nu_\mu \rightleftharpoons \nu_e$), аналогичные осцилляциям в пучке K^0 -мезонов. Впрочем, аналогия не может быть полной из-за того, что в отличие от K -мезонов разность масс нейтрино, участвующих в таких осцилляциях, может быть сравнимой с массой нейтрино [47].

Исследование таких осцилляций позволит установить правила отбора и свойства лептонных чисел.

В рамках обычной схемы ($V-A$) слабых взаимодействий невозможно теоретически предсказать, участвуют ли в слабых взаимодействиях одно или два четырехкомпонентных нейтрино и существуют ли один или два лептонных заряда. Только исходя из конкретной модели, объясняющей несохранение четности, можно сделать определенные выводы о свойствах нейтрино и о лептонных числах. Одно из возможных объяснений несохранения четности в слабых взаимодействиях было рассмотрено Э. М. Липмановым [48]. Основная идея заключается в том, что слабое взаимодействие описывается комбинацией токов $V-A$ и $V+A$, в которой преобладает ток $V-A$. Такое предположение привлекательно с двух точек зрения: во-первых, учет $V+A$ -взаимодействия не меняет величины параметра Мишеля ρ и тем самым не противоречит экспериментальным фактам, во-вторых, токи $V-A$ и $V+A$ являются генераторами спиральной группы $SU(3) \times SU(3)$, введенной Гелл-Манном [49] в теории сильных взаимодействий.

Предположение о наличии в лагранжиане слагаемого $V+A$, достигающего нескольких процентов, не противоречит имеющимся экспериментальным фактам. Можно ли, однако, опираясь на экспериментальные данные, подтвердить существование тока $V+A$ в лагранжиане слабого взаимодействия? Независимо от свойств нейтрино присутствие тока $V+A$ должно приводить к уменьшению асимметрии и продольной поля-

ризации β -частиц по сравнению с предсказаниями теории $V-A$ [48]. Эксперименты как будто подтверждают такой эффект.

При наличии в лагранжиане тока $V+A$ (в модели с одним лептонным зарядом и одним четырехкомпонентным нейтрино) должен быть отличен от нуля второй параметр Мишеля η , характеризующий спектр распада мюона [50]. Этот эффект можно попытаться обнаружить экспериментально. Если бы эксперименты показывали, что продольная поляризация меньше предсказываемой на основании $V-A$ -взаимодействия, а $\eta=0$, то предпочтение следовало бы отдать модели с двумя четырехкомпонентными нейтрино. В последнем случае массы ν_e и ν_μ должны быть различными ($m_\mu/m_e = m_\nu/m_e \approx 207$).

Следует еще раз напомнить, что рассмотренный тип слабого взаимодействия представляет один из возможных вариантов. Только дальнейшие исследования, основанные на применении более совершенной методики и техники, смогут пролить свет на природу слабых взаимодействий и позволят выяснить, какими свойствами обладает нейтрино.

Физика слабых взаимодействий очень быстро развивается. Ежегодно появляются сотни работ, поэтому за время подготовки книги к печати, вероятно, будут получены новые результаты, уточняющие теорию β -распада и лептонных распадов элементарных частиц, но подавляющее большинство вопросов, рассмотренных в этой книге, существенно не изменится.

В. В. МАЛЯРОВ

ЛИТЕРАТУРА

- Christenson J. et al. Phys. Rev. Lett., **13**, 138 (1964).
- Ландау Л. Д. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **32**, 405 (1957); Landau L. D. Nucl. Phys., **3**, 127 (1957).
- Bell J. S., Perring J. K. Phys. Rev. Lett., **13**, 348 (1964).
- Bernstein J., Cabibbo N., Lee T. D. Phys. Rev. Lett., **12**, 146 (1964).
- Phillips R. R., Phys. Rev., **139B**, 491 (1965).
- Любошиц В. Л., Оконов Э. О., Подгорецкий М. И. «Ядерная физика», **1**, 490 (1965).
- Levy M., Nauenberg M. Phys. Lett., **12**, 155 (1964).
- Auff-Steinberger M. et al. Phys. Lett., **20**, 207 (1966).
- Bott-Bodenhausen M. et al. Phys. Lett., **20**, 212 (1966).

10. Рубиа К. «Успехи физ. наук», 95, 416 (1968).
11. Böhm et al. Report to Vienna Conference (1968).
12. Файнберг В. Я. «Успехи физ. наук», 95, 479 (1968).
13. Липидус Л. И. Там же, 657.
14. Окунь Л. Б. Там же, 402.
15. Шапиро Ф. Л. Там же, 145.
16. Миллер Г. Там же, 470.
17. Stein T. S. et al. Phys. Rev. Lett., 19, 741 (1967).
18. Бургов Н. А. «Ядерная физика», 8, 182 (1968).
19. Lloyd S. R., Phys. Rev., 81, 161 (1951).
20. Ерозолимский Б. Г. и др. «Ядерная физика», 8, 176 (1968).
21. Билеянский С. М., Липидус Л. И., Рындин Р. М. «Успехи физ. наук», 95, 489 (1968).
22. Анисович В. В. Там же, 453.
23. Обэр Б. Там же, 437 (1968).
24. Lee T. D., Wolfenstein Z. Phys. Rev., 138B, 1490 (1965).
25. Окунь Л. Б. «Ядерная физика», 1, 938 (1965).
26. Prentki J., Veltman M. Phys. Lett., 15, 88 (1965).
27. Bernstein I., Feinberg G., Lee T. D. Phys. Rev., 139B, 1490 (1965).
28. Баглэн К. «Успехи физ. наук», 95, 669 (1968).
29. Wolfenstein L. Phys. Rev. Lett., 13, 562 (1964).
30. Арбузов Б. А. «Успехи физ. наук», 96, 460 (1968).
31. Арбузов Б. А., Филиппов А. Т. В сб. «Физика высоких энергий и теория элементарных частиц», Киев, «Наукова Думка», 1967, стр. 597.
32. Абов Ю. Г., Крупчицкий П. А., Оратовский Ю. А. Phys. Lett., 12, 25 (1964).
33. Крупчицкий П. А. В сб. «Вопросы физики элементарных частиц», 5, 102, Ереван, Изд-во АН АрмССР, 1966.
34. Абов Ю. Г. и др. Препринт ИТЭФ № 568 (1967).
35. Warning E. et al. Phys. Lett., 25B, 200 (1967).
36. Forte M., Saavedra O. EUR 3053e (1966).
37. Boehm E., Kankleit E. Phys. Rev. Lett., 14, 312 (1965).
38. Лобашев В. М. и др. Препринт ЛФТИ, № 002 (1967).
39. Шапиро И. С. «Успехи физ. наук», 95, 647 (1968).
40. Понтекорво Б. М. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 53, 1717 (1967).
41. Зельдович Я. Б. «Докл. АН СССР», 86, 505 (1952).
42. Kawakami I. Progr. Theoret. Phys., 19, 459 (1958).
43. Липманов Э. М. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 37, 1054 (1959).
44. Sokolov A. A. Phys. Lett., 3, 21 (1963).
45. Feinberg G., Weinberg S. Phys. Rev. Lett., 6, 381 (1963).
46. Rosenfeld et al. Rev. Mod. Phys., 40, 77 (1968).
47. Понтекорво Б. М. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 34, 247 (1958).
48. Липманов Э. М. «Ядерная физика», 6, 541 (1967); «Ж. Эксперим. и теор. физ.», 55, 2245 (1968).
49. Geil-Mann M. Phys. Rev., 125, 1067 (1962); Physics, 1, 63 (1964).
50. Липманов Э. М., Михеев Н. В. «Письма ЖЭТФ», 7, 139 (1968).

ПРЕДИСЛОВИЕ

После того как было понято, что четность в β -распаде не сохраняется, сильно повысился интерес ко всем вопросам, связанным с физикой элементарных частиц. Сообщение об открытии двух типов нейтрино и успешное проникновение в область высоких энергий нейтрино значительно ускорило изучение природы слабых взаимодействий. Нам теперь точно известно, что β -распад — одно из многих проявлений универсального взаимодействия Ферми (УФВ), которое изучено наиболее подробно.

Накопление новых экспериментальных данных и попытки их теоретической интерпретации привели к поразительному прогрессу в этой области. Мы попытаемся выснить сущность β -распада, основываясь на экспериментальных и теоретических данных. В этой книге рассмотрено большинство характерных свойств β -распада и для полноты основные особенности других слабых взаимодействий, приводящих к лептонным распадам. Однако мы не претендуем на полноту обзора рассматриваемого вопроса, а также на то, чтобы заменить большое количество прекрасных книг и обзоров, на которые мы ссылаемся в библиографии. С другой стороны, нам кажется, что чего-то не хватает в существующих изложениях этой темы. В некоторых из рекомендованных книг теоретические заключения приводятся в готовом виде без строгого вывода. Такой подход, конечно, удовлетворяет специалистов, работающих в данной области, но для остальных он кажется несколько абстрактным. Мы думаем поэтому, что книга, дающая полное, но не слишком специализированное изложение наиболее важных вопросов, связанных с β -распадом, была бы полезной. Мы надеемся, что настоящая книга удовлетворяет этим требованиям.

Выводы большинства соотношений сконцентрированы в Приложении, чтобы не отвлекать внимания читателей от основной темы. Предполагается, что читатель знаком с нерелятивистской квантовой механикой; релятивистский вариант рассмотрен в Приложении. В частности, в Приложениях 1 и 3 подробно рассмотрены инверсия, а также нерелятивистские и релятивистские преобразования, что существенно для понимания инвариантных соотношений теории β -распада.

В гл. 1 приведен исторический обзор развития и успехов теории и эксперимента β -распада. Кроме того, дается общее представление о многих интересных фактах, относящихся к этой увлекательной области физики. В гл. 2 изложена элементарная теория β -распада. Используя аналогию с электромагнитной теорией излучения, мы пытаемся дать картину основных представлений теории β -распада Ферми. Введены и обсуждены основные члены, характеризующие β -распад, и получены формулы этого простейшего варианта теории. В гл. 3 мы обобщили рассмотрение: учли спины элементарных частиц и требования инвариантности, а также привели классификацию β -переходов и многие схемы распадов (для иллюстрации). В этой главе показано, как могут быть использованы результаты анализа данных β -распада для изучения ядерной структуры, и довольно подробно рассмотрены виды β -взаимодействия в классической теории (до ниспровержения сохранения четности в слабых взаимодействиях). Исследование β - γ -угловой корреляции (с учетом поляризации и без него), формы спектра и значеный ft является мощным новым средством, основанным на $V-A$ -теории, для определения различных ядерных матричных элементов однократно запрещенных β -переходов.

Открытие несохранения четности и зарядового сопряжения, их значение для теории двухкомпонентного нейтрино и сохранения лептонов, а также открывшиеся возможности для дальнейшего изучения на основании этих фактов рассмотрены в гл. 4. В гл. 5 обсуждены захват электрона и другие родственные процессы, тесно связанные с β -распадом.

В результате исследований, выполненных после 1957 г., было обнаружено много общего между ядерным β -распадом и другими лептонными распадами, возникающими под влиянием слабых взаимодействий. Напри-

мер, были установлены нарушение инвариантности при пространственной инверсии и зарядовом сопряжении, двухкомпонентность нейтрино, вид взаимодействия и т. д. В гл. 6 освещены основные особенности некоторых видов слабых взаимодействий, чтобы показать связи, существующие между ними и ядерным β -распадом, выяснен смысл универсального взаимодействия Ферми. Формулы, описывающие эти процессы, получены на основании двухкомпонентной теории и приведены в Приложении.

Последняя глава этой книги была написана с большими переживаниями и энтузиазмом. Развернутое широким фронтом изучение ядерного β -распада принесло свои плоды. Началась новая эра в исследовании слабых взаимодействий при больших энергиях. В ближайшее время мы можем ожидать несколько озадачивающих результатов, которые появятся в результате изучения слабых взаимодействий. Мы, однако, считаем, что постановка и истолкование задачи о β -распаде в целом меняться не будут и большинство вопросов, рассматриваемых в этой книге, некоторое время может служить введенным в теорию β -распада.

Мы хотим выразить благодарность проф. Р. Маршаку за постоянный интерес и поддержку, которую он оказывал нам в процессе подготовки этой книги. Кроме того, мы искренне признательны доктору М. Морита, подготовившему разд. 3.5, а также многим нашим коллегам и младшим сотрудникам, с которыми мы работали прежде и работаем в настоящее время, за просмотр рукописи и критические замечания.

Ц. С. ВУ, С. А. МОШКОВСКИЙ

НЬЮ-Йорк и ЛОС-АНДЖЕЛЕС,
НОВАБРЬ 1965 г.

ГЛАВА 1

ИСТОРИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ*

На тех, кто следил за развитием теории β -распада, не могло не произвести впечатление, как эта теория, начиная с первых очень поверхностных представлений, постепенно развилась в логически законченную схему, а затем стала играть большую роль в описании взаимодействия частиц. Хорошо известно, что β -распад полон сюрпризов и тонкостей. Трудности на пути его описания угрожали нам дважды из-за того, что приходилось отказываться от некоторых привычных законов сохранения. Однако теперь ясно, что первая загадка — непрерывность β -спектра — была только кодовым ключом, который природа избрала для открытия существования неуловимой, обнаруживаемой частицы (нейтрино). Можно ли было открыть эту неуловимую, обнаруживаемую частицу прямым путем? Вторая загадка — нарушение законов четности и зарядового сопряжения в β -распаде — привела изумленных физиков в замешательство. Тогда казалось, что устранение этих ограничений поможет лучше понять β -распад. Были достигнуты большие успехи в теории нейтрино. Построена более широкая и глубокая симметрия, связывающая пространство и заряд (комбинированная инверсия CP). Мы все были приятно удивлены.

История теории β -распада охватывает несколько особых периодов.

1.1. ПЕРВЫЙ ПЕРИОД

Первый период (с момента открытия радиоактивности до 1930 г.) был самым длинным и запутанным. В от-

* Эта глава в основном базируется на «Истории бета-распада» Ц. С. Ву, которая помещена в *Beiträge zur Physik und Chemie des 20 Jahrhunderts*, O. R. Frisch et al, eds, Friedr. Vieweg und Sohn, Braunschweig, 1959.

личие от α -спектра, состоящего из одной или нескольких моноэнергетических линий ядерного происхождения, β -спектр имеет сложную структуру: четкие линии накладываются на непрерывное распределение электронов. Какие из этих групп — электроны распада? Существуют ли группы электронов ядерного происхождения?

Вскоре было показано, что выделенные группы электронов в β -спектре имеют вторичное происхождение и они не обусловлены распадом ядра. К тому же электроны, образующие линии, составляют только малую часть полного излучения. Чедвиком [106] было показано, что электроны, образующие непрерывное распределение, составляют основную часть β -спектра, причем именно они могут быть отождествлены с электронами распада.

К этому времени квантовая теория — в частности идея дискретных энергетических состояний — стала уже общепринятой. В 1922 г. Мейтнер [316] обратила внимание на то, что ядро, вероятно, квантовано и поэтому не может испускать электроны различных энергий. Что в таком случае обуславливает неоднородность электронов, представляемую непрерывным распределением? Может ли она возникнуть после испускания электронов из ядра? Если это действительно так, то можно было бы предположить, что все электроны имеют одну и ту же энергию распада, равную верхнему пределу спектра. Если, наоборот, электроны распада, испускаемые ядром, имеют различные энергии, то средняя энергия распада должна соответствовать средней энергии непрерывного спектра. Какой из этих двух точек зрения следовало отдать предпочтение, можно было окончательно решить, только измерив среднюю энергию распада β -излучателя с хорошо известным спектром, например, определив количество тепла, выделяющегося в результате распада известного числа атомов внутри калориметра, стенки которого настолько толсты, что ими задерживаются все β -частицы. Для этой цели вполне подходил RaE . Результаты измерений Эллиса и Вустера [161] дали (350 ± 40) кэв, что хорошо согласуется со средней энергией (390 ± 60) кэв β -частиц, которая может быть получена из непрерывного спектра. Это значение совершенно несовместимо с величиной 1050 кэв, предсказываемой на основе предположения, что все электроны имеют в начальный момент одну и ту же энергию. Результаты Эллиса и Вустера были подтверждены измерениями Мейтнер и Ортманна [317],

которые значительно усовершенствовали методику измерений.

Таким образом, в конце первого периода было точно установлено существование различных компонент β -распада, были осознаны теоретические трудности, обусловленные наличием сплошного распределения электронов, а именно кажущееся нарушение сохранения энергии в β -распаде.

1.2. ВТОРОЙ ПЕРИОД

После того как экспериментальные данные безоговорочно подтвердили, что непрерывное распределение является существенной особенностью электронов распада, физики поняли, что они стоят перед лицом чего-то очень загадочного. В частности, Паули был убежден, что результаты калориметрических измерений весьма убедительны и имеют исключительно важное значение.

Примерно в это же время в физике стала господствовать волновая механика. Наши представления о спине и статистике ядер постепенно прояснились. Однако в качестве фундаментальных компонент ядер все еще рассматривались протоны и электроны. Поэтому предполагалось, что ядра ^{14}N подчиняются статистике Ферми — Дирака. Это предположение обосновывалось следующим образом: ядро ^{14}N должно было состоять из 21 частицы, из 14 протонов и 7 электронов. Каждая из этих частиц подчиняется статистике Ферми — Дирака, поэтому, согласно теореме Эренфеста и Оппенгеймера [158], ядра ^{14}N должны подчиняться статистике Ферми — Дирака. Однако анализ полосатого спектра ^{14}N [236, 362] вопреки ожиданиям показал, что они подчиняются статистике Бозе — Эйнштейна. Это послужило сильным аргументом против протон-электронной гипотезы. Определение ядерного спина также противоречило электронной теории. Так электроны были исключены из ядер. Но и ничего лучшего не было еще выдвинуто.

Основываясь только на рассмотрении спина и статистики. Паули в письме к Гейгеру и Мейтнер [341] в декабре 1930 г. отметил, что в β -распаде не сохраняется не только энергия, но и спин, а также статистика.

Рассмотрим хорошо известный случай β -распада $^{210}_{83}\text{RaE} \rightarrow ^{210}_{84}\text{RaF} + \beta^-$. Угловые моменты ядер RaE (массовое число 210) и RaF (массовое число 210) кратны \hbar

(они соответственно равны \hbar и 0). Таким образом, возможное изменение ядерного углового момента $I\hbar$ в процессе перехода должно быть целочисленным (в рассматриваемом случае $\Delta I = \hbar$). С другой стороны, собственный угловой момент электрона равен $\hbar/2$. Орбитальный угловой момент всегда равен целому числу \hbar . Поэтому ясно, что в β -распаде угловой момент не может сохраняться, если испускается только одна частица. Для спасения положения Паули выдвинул необычную идею об участии в β -распаде новой нейтральной частицы исчезающе малой массы — нейтрино, обладающей очень большой проникающей способностью. Он высказал свое предположение о существовании новой частицы на заседании Американского физического общества в Пасадене в июне 1931 г. Если известны только протон, электрон и фотон, не следует удивляться, что гипотеза Паули о существовании новой неуловимой частицы была встречена скептически. Затем Чедвик [107] открыл нейтрон, и протон-нейтронная гипотеза [234] строния ядра* сразу же устранила недоразумения, связанные с ядерным спином и статистикой. Современная ядерная физика ведет свое начало фактически с этого времени.

На Сольвеевском конгрессе в Брюсселе (1933) Паули [343] счел устраненными все оговорки, сделанные им относительно нейтрино. К нейтрино уже настолько привыкли, что оно стало полноправным членом семейства элементарных частиц. В действительности же лишь в последние годы процессы захвата подтвердили как при низких, так и при высоких энергиях существование нейтрино и предопределили ту роль, которую ему предназначено играть в слабых взаимодействиях. Комментируя взволновавший всех факт существования непрерывного β -спектра, Бор заметил: «Следовало бы быть готовым к дальнейшим сюрпризам β -распада». В дальнейшем это пророчество подтвердилось, но в значительно более драматической форме, чем ожидалось.

Ферми также присутствовал на Сольвеевском конгрессе, и это совещание способствовало появлению вскоре после его закрытия замечательной теории β -распада Ферми [171]. Следует отметить, что независимо от Ферми

* Эта гипотеза одновременно была высказана Д. Д. Иваненко [Ivanenko D. D. Nature, 133, 981 (1932)]. — *Прим. перев.*

Перрен, также участвующий в Сольвеевском конгрессе, дал качественное описание формы β -спектра, включающее правильные фазовый множитель. В теории β -распада Ферми β -частица образуется в момент вылета так же, как фотон образуется в момент испускания его атомом. Нейтрино образуется также в момент испускания. Мы можем представить β -распад нейтрона следующим образом:

$$n \rightarrow p + \beta^- + \nu.$$

Для сложных ядер распад имеет вид

$${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z+1} Y + \beta^- + \nu.$$

Нейтрино и β -частица уносят с собой практически всю энергию, выделяющуюся при распаде (за исключением небольшой энергии отдачи ядра):

$$E_0 = \left({}^A_Z M - {}^A_{Z+1} M \right) c^2,$$

где M — масса ядра. Позитронный распад может быть представлен следующим образом:

$${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z-1} Y + \beta^+ + \nu.$$

Выделяющаяся в этом случае энергия

$$E_0 = \left({}^A_Z M - {}^A_{Z-1} M - 2m_e \right) c^2,$$

где m_e — масса покоя электрона.

Во всех случаях, когда происходит испускание позитрона, возможен также захват орбитального электрона

$${}^A_Z X + e^- \rightarrow {}^A_{Z-1} Y + \nu,$$

где e^- — связанный электрон, чаще всего входящий в состав K -оболочки. Если энергия связи захватываемого электрона равна ϵ_e , то выделяющаяся энергия равна

$$\left({}^A_Z M - {}^A_{Z-1} M \right) c^2 - \epsilon_e.$$

Существование этого процесса впервые предсказали Юкава и Саката [465] в 1935 г., а открыт он был Альваресом [6] для ядра ${}^{67}\text{Ga}$.

В теории β -распада Ферми был введен новый тип взаимодействия — взаимодействие между четырьмя фермионами. При рассмотрении этого совершенно нового поля Ферми руководствовался аналогией с электромагнитной теорией. Он предположил, что вероятность перехода из состояния n в состояние $p + \beta^- + \nu$ просто про-

порциональна квадратам амплитуд вероятности ψ_n , ψ_p , ψ_{β^-} и ψ_{ν} . Однако полные амплитуды ψ являются спинарами с четырьмя компонентами, поэтому существуют различные способы их перемножения. Позднее было показано, что могут быть учтены все релятивистски инвариантные комбинации четырех волновых функций. Они известны под названием скалярной (S), векторной (V), тензорной (T), аксиально-векторной (A) и псевдоскалярной (P) связи. Ферми использовал только векторное (V) взаимодействие в своей оригинальной работе [171] и даже после получения данных, свидетельствовавших против чисто-векторного взаимодействия, говорят, он сказал: «Я все же думаю, что взаимодействие является векторным». Ферми никогда не нравилась идея, что взаимодействие может быть произвольной комбинацией пяти линейных инвариантов. Последующее развитие в значительной степени подтвердило его взгляды. Признанное в настоящее время всеми универсальное взаимодействие Ферми (УФВ) действительно было получено в результате незначительного видоизменения V -взаимодействия.

Теперь ясно, что теория Ферми со значительной точностью предсказывает обе связи, существующие между энергией и скоростью распада, а также энергией и формой β -спектра. Однако в самом начале был необъективный подход к ее проверке. До тех пор, пока не стали получать искусственные радиоактивные ядра в больших количествах, RaE был единственным источником β -излучения, превосходно удовлетворявшим многочисленным экспериментальным требованиям, которые должны выполняться при исследовании формы спектра. Как могли мы знать тогда, что β -спектр RaE следовало исключить из рассмотрения из-за его специфической формы, которая стала понятной только в последнее время. Его особая энергетическая зависимость противоречила тому, что предсказывала простая теория Ферми, и это сильно замедлило успешное в самом начале развитие теории.

Спустя всего лишь год после появления оригинальной работы Ферми многие думали, что необходимо использовать более сложную форму взаимодействия, предложенную Конопинским и Уленбеком, содержащую производные волновой функции нейтрино. Однако позже более точные измерения β -спектра показали, что модификация Конопинского — Уленбека не верна.

1.3. ТРЕТИЙ ПЕРИОД

Изучение β -распада, прерванное второй мировой войной, было, естественно, замедлено. Однако за годы войны широкое развитие получили реакторы и средства разделения изотопов. В результате были получены β -радиоактивные источники высокой удельной активности, играющие существенную роль при исследовании β -распада. Тем временем было предложено и построено много новых конструкций магнитных спектрометров средней разрешающей и большой пропускной способностями, среди которых следует особо отметить безжелезные спектрографы. Кроме того, основанием для значительного прогресса в β -спектроскопии послужили удивительные успехи оболочечной модели ядра при объяснении результатов, полученных в этой области, к активным исследованиям в которой было не только привлечено много лабораторий, но и сделано много интересных и существенных открытий.

Хотя у большей части разрешенных β -спектров распределение оказалось близким к фермиевскому, в сороковых годах был известен ряд отклонений в области очень низких энергий — ниже 200 кэВ. Если бы эти противоречия, относящиеся к области малых энергий, оказались реальными, следовало бы пересмотреть теорию β -распада Ферми. Чтобы внести ясность в этот вопрос, многие лаборатории сконцентрировали свои усилия на исследовании низкоэнергетической области спектра, которое затрудняется из-за рассеяния и поглощения в неоднородных источниках конечной толщины и в материалах их подложек, а также из-за поглощения в окошке счетчика при малых энергиях.

Ву и Альберт [449] исследовали с помощью своего соленоидального магнитного спектрометра позитронный и электронный спектры ^{64}Si . Превосходная чувствительность спектрометра этого типа позволила им использовать источники с активностью в несколько микроюри. Тем не менее они по-прежнему проявляли крайнюю осторожность, добываясь при изготовлении как однородности, так и одинаковой толщины источника. ^{64}Si является идеальным объектом для проверки теории β -распада, так как позитроны и электроны, испускаемые ^{64}Si , имеют примерно равные энергии и один порядок интенсивности. Поэтому отношение числа позитронов к

числу электронов должно мало изменяться в результате упругого рассеяния. В результате было получено исключительно хорошее совпадение с теоретическим значением, предсказанным теорией β -распада Ферми для очень низких энергий.

Объяснение причин появления избытка электронов малых энергий в разрешенном β -спектре устранило явные противоречия, стоявшие на пути признания теории β -распада Ферми. Однако едва ли это являлось фундаментальной проверкой теории, так как разрешенный спектр определяется статистическим множителем $pE(E_0 - E)^2$ в уравнении (2.21), который дает фазовый объем, соответствующий распределению энергии распада между электроном и нейтрино. Отсутствие сведений об этом распределении все очень усложняет.

С другой стороны, должны также существовать некоторые «запрещенные» спектры, по форме существенно отличающиеся от разрешенных. Действительно, уже в 1949 г. такие спектры были обнаружены в различных лабораториях [273, 450, 451]. Они выглядели совершенно иначе, чем обычные разрешенные спектры. Некоторые из них стали известны под названием *спектров уникальных запрещенных в первом порядке переходов*, обусловленных изменением спинового углового момента на две единицы и изменением четности. Было предсказано, что энергетическая зависимость уникального спектра отличается от формы разрешенного спектра множителем (см. стр. 112)

$$p^2 + q^2 \sim (E^2 - 1) + (E_0 - E)^2.$$

Здесь E — энергия электрона; E_0 — вся выделяющаяся энергия (в единицах $m_e c^2$). Этот множитель увеличивает относительное число частиц высоких энергий, но может также увеличивать число частиц с малыми энергиями, если $E_0 > 2$. Поэтому на неисправленном графике Кюри (см. разд. 2.4), изображающем энергетический спектр, деленный на статистический множитель, появляется при высоких энергиях обращенная вверх выпуклость, а при низких может появиться вогнутость. Это приводит к появлению точки перегиба при $E = E_0/2$.

Было приятно увидеть реальный запрещенный спектр после такого большого количества разрешенных. Кажется, в этом случае применима пословица «беда никогда не приходит одна». Обнаружили не только

достаточное количество образцов с уникальными спектрами, но и редкие случаи уникальных спектров, запрещенных во втором и третьем порядках. Экспериментальное наблюдение трех уникальных спектров, запрещенных в первом, втором и третьем порядках — ^{91}Y [273, 450], ^{10}Be [7, 49, 50, 172, 174, 203] и ^{40}K [7, 51, 172, 176], предсказанных теоретически, было триумфальным обобщением теории β -распада.

Одна из целей изучения β -распада заключается в определении типа взаимодействия. Всего существует пять основных типов взаимодействий, известных под названием скалярного S , векторного V , тензорного T , аксиально-векторного A и псевдоскалярного P . Существуют особые билинейные комбинации, содержащие компоненты волновых функций Дирака (и их комплексно-сопряженные величины) частиц, которые при релятивистских преобразованиях ведут себя как скаляр, вектор и т. д. Руководствуясь правилами отбора, эти взаимодействия можно разделить на две группы. Если в разрешенных переходах оба лептона (e и ν) испускаются с параллельными спинами, унося суммарный угловой момент, равный единице (в разрешенных переходах орбитальный момент равен нулю), то взаимодействие называют *взаимодействием Гамова — Теллера*: это A - и T -взаимодействия. Если оба лептона испускаются с противоположной ориентацией спинов, вследствие чего угловой момент ими не уносится, взаимодействие называют *взаимодействием Ферми*; к нему принадлежат S - и V -формы.

Существование взаимодействия Гамова — Теллера [207] было уже ранее предсказано на основании изучения β -распада ^6He , при котором спин изменяется ($0 \rightarrow 1$), а четность — нет. Такие переходы подчиняются правилам отбора Гамова — Теллера. Наличие взаимодействия Ферми стало очевидным после открытия целого ряда β -распадов с переходами $0^+ \rightarrow 0^+$ у ^{14}O , ^{10}C и т. д. [24, 399]. Переходы $0^+ \rightarrow 0^+$ разрешены только правилами отбора Ферми. Однако, по-видимому, природа не дает предпочтения ни одному из этих правил отбора. Мы узнали также, что нет данных, подтверждающих энергетическую зависимость типа $1/E$, т. е. оба взаимодействия Ферми (S и V) и оба взаимодействия Гамова — Теллера (A и T) не могут присутствовать с равной вероятностью. Если одно из них доминирует, второе оказы-

вается очень слабым. Этот член, зависящий от $1/E$, известен под названием *фирцевского интерференционного члена* [183].

Экспериментальные данные, полученные на основании формы спектра, указывали, что возможны только две комбинации: ST и VA . Предпочтение, оказанное ST , опиралось только на результаты исследований β - ν -угловой корреляции у ^6He — β -излучателя чисто гамов-теллеровой корреляции у ^{35}Ag — β -излучателя чисто фермиевского типа, не смогли на протяжении всего периода, предшествовавшего открытию несохранения четности, подвергнуть сомнению или подтвердить, что взаимодействие имеет вид ST .

Этот период характеризуется также зарождением концепции *универсального взаимодействия Ферми*. Уже в сороковых годах наблюдались распады $\pi \rightarrow \mu$ и $\mu \rightarrow e$, а также захват мюона. Относительно большая продолжительность жизни этих частиц позволила объединить их в одно семейство с β -распадом и навела на мысль, что существует отдельная группа слабых взаимодействий.

Насколько слабо такое β -взаимодействие, можно судить, сравнив его с электромагнитным и ядерным взаимодействиями. Величина электромагнитного взаимодействия может быть охарактеризована хорошо известной постоянной тонкой структуры $G_e^2 = e^2/\hbar c \approx 1/137$. Безразмерная константа связи в случае ядерного (сильного) взаимодействия (скажем, для пиона) может быть представлена в виде $G_2^N = f^2/4\pi \approx 1,5$. Соответствующая безразмерная константа в β -распаде

$$G_F^2 = \left(-\frac{g^2}{m_e^2 c^4} \right) \left(\frac{m_e c}{\hbar} \right)^6 \approx 10^{-23} *$$

(определение g см. на стр. 42).

Продолжительность жизни ядер по отношению к β -распаду попадает в область обычных для человека

* Некоторые авторы, например Маршак и Сударшан [307], используют m_π вместо m_e при определении G_F^2 . Это дает величину порядка 10^{-13} . В любом случае, однако, порядок величины константы связи β -распада очень мал по сравнению с единицей и постоянной тонкой структуры.

промежутков времени (от нескольких секунд до десятков лет), но она очень велика в ядерной шкале времени, в которой единица времени приблизительно равна 10^{-21} сек (в течение этого времени ядерная частица с $v \sim 0,1c$ пересекает ядро диаметром, скажем, 10^{-12} см). Эта единица оказывается того же порядка, что и время $\hbar/m_e c^2$, необходимое для перемещения релятивистского электрона на расстояние, равное комptonовской длине волны. С другой стороны, даже такое слабое взаимодействие, ответственное за β -распад, все же намного больше гравитационного, которое характеризуется ньютоновской константой $G_0^2 = \gamma m_p^2 / \hbar c \sim 10^{-38}$, где m_p — масса протона. Таким образом, гравитационные эффекты наблюдаемы только при наличии больших масс.

1.4. ЧЕТВЕРТЫЙ ПЕРИОД

Нейтрино. Большинство физиков считают, что неуловимое нейтрино не только реально, но и имеет необыкновенные свойства. Существование нейтрино было установлено при наблюдениях в камере Вильсона треков ядра отдачи и испущенной β -частицы [121], которые не направлены в противоположные друг относительно друга стороны. Мы могли бы также измерить дискретную энергию (вследствие испускания нейтрино) ядра отдачи, получаемую им в процессе электронного захвата. В последние годы Райнес и Коуэн [364] смогли исследовать распад, обусловленный обратной реакцией, в которой антинейтрино и протон превращаются в нейтрон и позитрон. Успешное развитие двухкомпонентной теории нейтрино показало, что с нейтрино связана спиральность, которая в дальнейшем была использована для проникновения в природу тайн слабых взаимодействий. Кто мог предвидеть, какую выдающуюся роль суждено было сыграть нейтрино в физике элементарных частиц?

Лево-правая симметрия, четность. В 1956 г. для осуществления фундаментального опыта по проверке закона сохранения четности в слабых взаимодействиях был использован β -распад. До этих исследований считали, что в законах физики проявляется полная симметрия между левым и правым; это положение известно под названием принципа Маха. Не должно существовать физических процессов, которые позволили бы установить различие между левой и правой системами координат.

Иначе говоря, фундаментальные законы должны были выглядеть одинаково как в выбранной первоначально, так и в «пространственно инвертированной» системе координат, в которой изменены направления только координатных осей: $\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}$, но частица \rightarrow частица и $t \rightarrow t$. Следовательно, в результате пространственной инверсии правой (левой) винт переходит в левый (правый).

Интересно исследовать, как ведут себя различные физические величины при пространственной инверсии. Полярные векторы импульс \mathbf{p} и напряженность электрического поля \mathbf{E} меняют знак при пространственной инверсии $P: \mathbf{p} \rightarrow -\mathbf{p}, \mathbf{E} \rightarrow -\mathbf{E}$, а аксиальные векторы — угловой момент \mathbf{J} , спин $\boldsymbol{\sigma}$ и напряженность магнитного поля \mathbf{H} — при инверсии P знака не меняют. Кроме того, энергия E не изменяется: $E \rightarrow E$.

Здесь уместно отметить, что, хотя симметрия четности — чисто классическое и геометрическое понятие, она является дискретной симметрией, существенно отличающейся от симметрии вращения. Последняя непрерывна и может быть получена сложением бесконечно малых вращений. Поэтому операция четности не приводит к интегралу движения в классической физике. В квантовой же механике различие между дискретной и непрерывной симметриями исчезает и закон право-левой симметрии приводит к закону сохранения четности.

Интересна последовательность событий, которая привела к этому закону сохранения. Она началась с экспериментальных наблюдений Лапортом [270] в 1924 г. энергетических уровней сложных атомов, которые можно разделить на четные и нечетные. Лапорт нашел, что при электромагнитных переходах с испусканием или поглощением одного фотона всегда меняется четность уровней, между которыми происходит переход. Этот факт может быть назван законом изменения четности. Теперь мы знаем, что уровни, названные Лапортом четными, действительно являются уровнями с четностью $+1$, а нечетные имеют четность -1 . Если предположить, что испускаемый или поглощаемый в обычных атомных переходах фотон нечетен, то ясно, что четность сохраняется в атомных переходах.

Вигнером [440] в 1972 г. был выяснен смысл этого эмпирического правила Лапорта. Он показал, что сохранение четности в действительности является прямым следствием инвариантности относительно отражений или

лево-правой симметрии. Вскоре этот закон сохранения четности, первоначально установленный для электромагнитных взаимодействий, был применен к ядерным реакциям, мезонным взаимодействиям, β -распадам и к физике странных частиц. Он оказался чрезвычайно полезным. В то время еще не была осознана возможность того, что законы сохранения, справедливые для сильных или электромагнитных взаимодействий, могут оказаться приближенными, а может быть, и полностью несправедливыми для слабых взаимодействий.

Действительно, в 1952 г. Вик, Вайтман и Вигнер [442] высказали очень глубокое замечание о симметрии отражения: «Остается волнующая возможность, что C и P — всего лишь приближенные, и только CP — точный закон симметрии»*. Тем не менее подавляющее большинство физиков до появления работы Ли и Янга не сомневались в справедливости закона сохранения четности.

Нарушение сохранения четности в слабых взаимодействиях. Распад K -мезона. В 1956 г. проблема распада K -мезона [129] достигла критического состояния. Все физические свойства первичной частицы в распадах τ (трехпионное конечное состояние) и θ (двухпионное конечное состояние) казались идентичными, тем не менее детальный анализ указывал на противоположные четности конечных состояний. Как могла одна и та же частица распадаться, имея в одном случае четное, а в другом нечетное конечное состояние? Могло ли это означать, что при взаимодействии, приводящем к распаду, не сохраняется четность?

Ли и Янг [280] при систематическом изучении экспериментальных данных, относящихся к сохранению четности, нашли убедительные доказательства выполнения этого закона в электромагнитной области (атомная физика), а также при сильных взаимодействиях (ядерная физика). Однако, к своему удивлению, они нашли, что огромное число экспериментов по слабым взаимодействиям не содержит сведений, относящихся к этому вопросу. Для проверки рассматриваемого принципа инвариантности в радиоактивном распаде ядер и элементарных частиц никогда не ставили специальных экспериментов. Так, неопределенность, появившаяся в связи с

* См. предисловие к переводу.

отдельным загадочным явлением, затем превратилась в широкий, требующий неотложного решения вопрос: сохраняется ли четность во всех слабых взаимодействиях?

Слабые взаимодействия ответственны за медленные распады: за β -распад, распад пионов и мюонов и за взаимодействия странных частиц. Использовать частицы τ и θ для этой цели было нецелесообразно, однако β -распад радиоактивных изотопов для этих исследований вполне подходит.

Эксперимент с ^{60}Co . Ву и др. [452] произвели эксперимент с поляризованными ядрами, сущность которого заключается в ориентации спинов β -излучающих ядер вдоль некоторой оси и определении существования равноправности в испускании β -частиц в обоих направлениях вдоль выбранной оси. Примененный метод ядерной ориентации основан на сверхтонком магнитном расщеплении в парамагнитных атомах. Чтобы уменьшить влияние тепловых колебаний, которые нарушают правильную ориентацию, кристалл охлаждается до температуры порядка $0,01^\circ\text{K}$. Охлаждение осуществлялось методом замagnetничивания.

Для проверки был выбран радиоактивный ^{60}Co . Была обнаружена большая асимметрия в испускании β -частиц, время исчезновения которой совпадало со временем исчезновения γ -анизотропии и, следовательно, с ядерной деполаризацией. Знак коэффициента асимметрии a отрицателен, т. е. испускание β -частиц происходит преимущественно в направлении, противоположном ядерному спину. Это означает, что ядро ^{60}Co (относительно направления вылета β -частиц) имеет собственный левовинтовой спин. Левое можно отличать от правого, поэтому, как показал этот эксперимент, четность в β -распаде не сохраняется.

Асимметрия в распределении испущенных β -частиц поляризованными ядрами ^{60}Co явно свидетельствует не только о нарушении сохранения четности. Значительная асимметрия указывает также на неинвариантность слабых взаимодействий относительно зарядового сопряжения. Оператор зарядового сопряжения C переводит частицу в ее античастицу, но оставляет пространство и время неизменными. Поэтому вместе с законом сохранения четности было опровергнуто предположение об инвариантности слабых взаимодействий относительно зарядового сопряжения.

Распад $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$. Вскоре после первого наблюдения несохранения четности и зарядового сопряжения в β -распаде такие же выводы были получены при исследовании распадов $\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm}$ [194, 208]. Измерения показали, что максимум в испускании e^+ направлен противоположно движению μ^+ .

Двухкомпонентное нейтрино. Для рассмотрения одной исключительно простой и привлекательной теории нейтрино Ли и Янг [281] предложили использовать тот же эксперимент с ^{60}Co [452], который позволил установить несохранение четности и зарядового сопряжения в β -распаде. Эта теория была предложена примерно в одно и то же время независимо друг от друга Ландау [275] и Саламом [384]. Она требует, чтобы спин нейтрино всегда был параллелен, а спин антинейтрино — антипараллелен его импульсу (или наоборот). Уравнение Дирака тогда может быть представлено с помощью новой волновой функции, состоящей только из двух компонент вместо четырех. Отсюда название «двухкомпонентная теория». Эта теория, кроме того, требует, чтобы масса частицы в точности была равна нулю. Последнее условие удовлетворяется, если судить о массе нейтрино по виду касательной у верхнего конца β -спектра. Из дальнейшего будет ясно, что успехи этой теории обусловлены той легкостью, с которой она объясняет многие явления в слабых взаимодействиях.

Поляризация β -частиц. Важным следствием несохранения четности в β -распаде является продольная поляризация β -частиц (а также нейтрино). Активная работа по измерению поляризации β -частиц была начата в Иллиноиском университете сразу же после первых экспериментов по четности и вскоре получила широкий размах во многих лабораториях во всем мире. Летом 1957 г. были получены поразительные и однозначные результаты, из которых следовало, что β -частицам соответствует левый винт, а β^+ — правый. При релятивистских энергиях мы имеем практически полностью поляризованные пучки электронов и позитронов. Но наиболее невероятный факт заключается в том, что некоторые методы, используемые для анализа электронной поляризации, были совершенно неизвестны до последних событий. Мы работали с поляризованными пучками β -частиц, но не имели об этом никаких представлений

из-за неправильного толкования лево-правой симметрии*.

Обоснование $V-A$ -взаимодействия. $\beta-v$ -угловые корреляции. Перед открытием несохранения четности в β -распаде предпочтение отдавалось ST -взаимодействию (главным образом на основании результатов исследования $\beta-v$ -угловой корреляции при распаде ^6He). В то время $\beta-v$ -угловые корреляции были средством исследования фактически только типа β -взаимодействия. Было, однако, известно, что эксперименты этого типа трудно осуществить. Ву и Шварцшильд [454], повторив старые эксперименты с ^6He , указали, что эффективный объем источника ^6He , проходящий через диафрагму насоса, был учтен неправильно. Если это сделать должным образом, то из результатов, полученных с ^6He , не следует, что взаимодействие тензорное. Несмотря на ряд ограничений, исследование $\beta-v$ -корреляций все же эффективный и мощный метод получения информации о β -взаимодействии. Впервые на неприменимость ST -комбинации в β -распаде указали Аллен и его сотрудники [235]. Они опубликовали результаты своих исследований $\beta-v$ -корреляций для ^{35}Ag , который распадается в основном в результате взаимодействия Ферми. Их результаты существенно повысили шансы V -, а не S -взаимодействия, как это предполагалось ранее. Затем эта группа произвела новые измерения $\beta-v$ -корреляций при

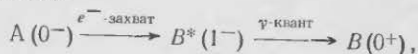
* Интересно отметить следующие комментарии Мотта и Мессин о результатах электронной поляризации (см. книгу «Теория атомных столкновений», перев. с англ., Изд-во иностр. лит., 1951, стр. 107): «В настоящее время нельзя еще сказать, что релятивистская теория рассеяния быстрых электронов атомными ядрами подтвердилась опытными данными во всех деталях; современное исследование по этому вопросу находится, однако, в хорошем согласии с ее предсказаниями» и на стр. 108: «Между экспериментальными результатами, относящимися к β -лучам различного происхождения, нет удовлетворительного согласия; весьма возможно, что это расхождение было бы в значительной степени устранено, если бы естественные источники радиоактивности были заменены искусственными». Эти ссылки относятся к работе [67]. До этих исследований была выполнена экспериментальная работа Коксом и др. [113], в которой несколько преждевременно приводилось (никем не признанное в то время) обоснование несохранения четности. Этим измерениям мешали плохая коллимация β -пучка, толщина использованного рассеивателя, нестабильность детектора и небольшой эффект асимметрии ($N_{270}/N_{90} = 1.03$). Эти обстоятельства вызвали недоверие к полученным результатам и не стимулировали дальнейших исследований.

распаде ${}^6\text{He}$ с той же аппаратурой, которая была использована для исследования ${}^{35}\text{Ag}$ в Аргоннской национальной лаборатории. Результат был в пользу A -взаимодействия в ${}^6\text{He}$. Таким образом, из β - γ -корреляционных экспериментов с большой вероятностью следовала комбинация VA .

Было также предложено два совершенно других эксперимента, использующих четность, которые приводили к тому же выводу. Один из осуществленных экспериментов заключался в определении спиральности нейтрино, испущенных в процессе электронного захвата, а второй — в исследовании β -распада поляризованных нейтронов.

Электронный захват в ${}^{152}\text{Eu}^*$. В процессе электронного захвата $e^- + p \rightarrow n + \nu$ нейтрино и ядро отдачи разлетаются в противоположных направлениях.

Если за процессом захвата следует испускание γ -кванта, а спин и четность меняются так, как это показано в распаде



то из законов сохранения импульса и углового момента следует, что спиральности направленных вниз γ -квантов и направленных вверх нейтрино одинаковы. Поэтому проблема определения спиральности нейтрино сводится к определению спиральности γ -квантов круговой поляризации. Однако, для того чтобы отобрать из направленных вниз γ -квантов только те, которые испускаются вслед за испущенными вверх нейтрино, должно быть выполнено много условий. Прежде всего γ -кванты должны обладать энергией, сравнимой с энергией нейтрино, а продолжительность жизни возбужденного состояния B^* должна быть очень короткой ($\sim 10^{-14}$ сек), если распадающийся атом входит в состав вещества в твердом состоянии. Даже при выполнении этих условий следует детектировать только резонансно рассеянные γ -кванты.

Эти требования действительно были жесткими, но создавалось впечатление, что радиоактивный изотоп ${}^{152}\text{Eu}^*$ подходит для выполнения намеченной работы. Гольдгабер, Гродзинс и Суньяр [220] изучали радиоактивный изотоп ${}^{152}\text{Eu}^*$, удовлетворяющий всем перечисленным выше требованиям. Измеряя круговую поляризацию тех γ -квантов, которые резонансно рассеивались

Sn , они нашли, что их спиральность отрицательна ($\mathcal{P} = -0,67 \pm 0,10$). На основании этого результата и многих других экспериментов, основанных на определении четности, было сделано заключение, что спиральность нейтрино в электронном захвате отрицательна и поэтому взаимодействие Гамова—Теллера в электронном захвате в основном типа A , а не T .

β -распад поляризованных нейтронов. Тем временем в Аргоннской национальной лаборатории были успешно завершены к 1957 г. работы по получению сильно поляризованного пучка нейтронов. Бэрги и др. [93] исследовали угловое распределение электронов и нейтронов, испускаемых при β -распаде поляризованных нейтронов. Они пришли к выводу, что основными в β -распаде являются V - и A -взаимодействия, находящиеся в противоположных фазах, т. е. $V-A$.

Возвратимся к истории теории β -распада. Она полна сюрпризов и волнений. Теперь, после почти шестидесяти лет непрерывных исследований, пришло наконец представление о несохранении четности. Совместное использование классической теории β -распада и несохранения четности позволило сделать определенный вывод о типе β -взаимодействия.

Распад $\pi \rightarrow e$. Хорошее совпадение констант связи β -распада, μ -распада и μ -захвата приводят к мысли, что типы взаимодействия в трех этих процессах также могут совпадать. Эта возможность была исключена в то время, когда предполагали, что постоянная β -распада характеризует ST -взаимодействие, а из отрицательного знака коэффициента асимметрии следовало, что в μ -распаде доминируют V - и A -взаимодействия. Однако теперь, когда стало известно, что взаимодействие в β -распаде также типа VA , ситуация существенно изменилась. Повышенный интерес к этому вопросу вызван, в частности, особой формой взаимодействия (V и A), предложенной независимо Сударшаном и Маршаком [419], Фейнманом и Гелл-Манном [181], а также Сакураи [385].

Интересным подтверждением $V-A$ -теории было открытие летом 1958 г. распада $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu$ [167, 240]. С тех пор как был открыт π -мезон, был известен только распад типа $\pi \rightarrow \mu + \nu$. На основании простых статистических аргументов следовало, однако, ожидать, что фактически должен встречаться в основном распад $\pi \rightarrow e + \nu$. Однако можно построить специальную форму теории

β -распада (например, $V-A$), для которой электронный распад мог бы встречаться один раз примерно на десять тысяч распадов. Однако экспериментальные результаты, полученные до 1958 г., указывали, что относительная вероятность различных ветвей распада значительно меньше этой величины. Тем не менее летом 1958 г. распад $\pi \rightarrow e + \nu$ был наконец обнаружен; его вероятность явно была порядка $1/10\,000$. Это устранило последнее препятствие, стоявшее на пути признания $V-A$ -теории. Конечно, этот распад мог быть открыт совершенно независимо от любых следствий несохранения четности. Однако открытие несохранения четности так стимулировало интерес ко всей области слабых взаимодействий, что оно, возможно, оказало влияние на решение странной загадки пионного распада.

Гипотеза сохраняющегося векторного тока*. Исходя из предложенного Ферми универсального $V-A$ -взаимодействия (см. гл. 7), нашли, что с достаточной точностью (2—3%) константы векторной связи в β -распаде и μ -распаде равны. Это приближенное равенство породило один вопрос: почему мезонное облако нуклона не вводит каких-либо перенормировочных эффектов в G_V в отличие от G_s ? Чтобы устранить этот кажущийся парадокс, был сформулирован закон сохранения для векторного тока в β -распаде, известный под названием теории сохраняющегося векторного тока СВТ (см. разд. 7.3). Недавно было приведено [456] доказательство существования сохраняющегося векторного тока.

Вопрос об инвариантности относительно обращения времени. С установлением несохранения четности в слабых взаимодействиях выяснилось, что зеркальное изображение отличается от реального объекта. Означает ли это, что есть существенная разница между левым и правым? Этого может не быть. Хотя инвариантность относительно C и P порознь нарушается, законы физики все же могут быть инвариантными относительно комбинированной операции CP , как и было предсказано теоретиками [275, 442, 462]. В этом случае при зеркальном отражении все частицы заменяются их античастицами и сохраняется лево-правая

* Если быть более точным, то гипотезу СВТ можно было бы назвать гипотезой изотриплетного векторного тока [290].

симметрия в пространстве. Это действительно очень хорошая мысль, но все хитросплетения этой идеи еще должны быть осознаны. Как, однако, мы можем доказать, что существует CP -инвариантность? Из теоремы CPT мы получаем CP -инвариантность, но тогда должна быть инвариантна и операция обращения времени T . Ставилось несколько экспериментов, чтобы решить вопрос о T -инвариантности. До сих пор не было обнаружено никакого нарушения инвариантности относительно T и еще указания, полученные, в частности, при изучении распада поляризованных нейтронов, что T в хорошем приближении сохраняется 180° с точностью до 8° . Последние эксперименты по распаду K^0 -мезонов [1, 110] говорят о том, что CP -инвариантность может выполняться только приближенно*.

1.5. ПЯТЫЙ ПЕРИОД

Только после того как было получено хорошее совпадение данных теории β -распада с ходом экспериментальной кривой в области малых энергий, возник вопрос о возможности представления лагранжиана на основе точечного взаимодействия в области высоких энергий. Было показано, что из-за нарушения так называемого условия унитарности [283] (см. разд. 7.3) в области высоких энергий должна нарушаться локальность взаимодействия.

Эту трудность можно было преодолеть, предположив, что слабые взаимодействия обусловлены промежуточным векторным бозоном W . Тогда взаимодействие не будет локальным. Например, ядерный β -распад может быть порожден связью

$$n + \bar{p} \rightleftharpoons W \rightleftharpoons e + \bar{\nu}_e.$$

Бозон W , до того как он распадется, смещается на малое, но конечное расстояние; следовательно, электрон образуется в точке, несколько отличающейся от той, в которой исчез нейтрон. Несмотря на то что существование промежуточного бозона может предотвратить трудности, обусловленные нарушением унитарности, оно порождает другие трудности. Если W^\pm существует, то W мог бы вблизи μ создать фотон, который привел бы

* См. предисловие к переводу.

к распаду $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \gamma$. Тогда возникает вопрос, почему такой электромагнитный распад мюона никогда не наблюдался.

Для устранения этой трудности можно допустить, что существует по крайней мере два типа нейтрино с одинаковой спиральностью [283]. Одно, связанное с μ , обозначают ν_μ , а второе, связанное с e , — ν_e .

Несмотря на то что это теоретическое заключение вначале представлялось фантастическим, действительно было обнаружено и затем подтверждено существование двух типов нейтрино [105, 133]. Возможность существования W и его свойства исследуются. Итак, мы перешагнули порог, ведущий в качественно новый волнующий период — пятый период в развитии теории β -распада или, вообще, слабых взаимодействий. Теперь мы стремимся получить больше сведений о форм-факторах слабых взаимодействий. Кроме того, незаряженное нейтрино с массой покоя, равной нулю, благодаря его слабым взаимодействиям с другими заряженными частицами, может быть охарактеризовано некоторым электромагнитным током. Если будут обнаружены электромагнитные форм-факторы этих двух неуловимых частиц — мюонного и электронного нейтрино, — они действительно будут наэлектризовывать воображение.

ГЛАВА 2

ЭЛЕМЕНТАРНАЯ ТЕОРИЯ β -РАСПАДА. РАЗРЕШЕННЫЕ СПЕКТРЫ

2.1. ТЕОРИЯ β -РАСПАДА ФЕРМИ

Квантовомеханическую теорию β -распада впервые разработал Ферми. Он постулировал, что испускание β -частиц аналогично процессу электромагнитного излучения, которое может быть истолковано как классический, так и с помощью квантовой механики. Поэтому следует кратко остановиться на некоторых его особенностях.

С классической точки зрения электромагнитное излучение обусловлено зависящим от времени взаимодействием между излучающей системой (скажем, атомом) и электромагнитным полем. Это взаимодействие приводит к обмену энергией между системой и полем и описывается хорошо известным выражением

$$H_{\text{в}} = - \sum \frac{e_n}{m_n c} \mathbf{p}_n \cdot \mathbf{A}(\mathbf{r}_n, t), \quad (2.1)$$

где e_n , m_n , \mathbf{r}_n , \mathbf{p}_n — соответственно заряд, масса, радиус-вектор и импульс n -й частицы; \mathbf{A} — вектор-потенциал. Суммирование производится по всем n частицам системы.

С точки зрения квантовой механики излучение представляет собой поглощение и испускание фотонов. Например, переход излучающей системы из возбужденного состояния n^* в основное n с испусканием γ -кванта может быть представлен так:

$$n^* \rightarrow n + \gamma. \quad (2.2)$$

В квантовомеханической трактовке излучения используем взаимодействие в виде (2.1), но теперь будем считать, что \mathbf{A} — зависящий от времени оператор, который описывает испускание или поглощение фотонов

$$\mathbf{A}(\gamma) = \psi_\gamma^*(\mathbf{r}) + \psi_\gamma(\mathbf{r}). \quad (2.3)$$

Здесь

$$\Psi_{\nu}(\mathbf{r}) = \text{const} \cdot e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} \quad \text{и} \quad \Psi_{\bar{\nu}}(\mathbf{r}) = \text{const} \cdot e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}} \quad (2.4)$$

(\mathbf{e} — вектор поляризации; \mathbf{k} — волновой вектор фотона) описывают соответственно поглощение и испускание фотона.

Ядерный β -распад можно рассматривать как процесс, аналогичный испусканию фотона, но отличающийся от последнего тем, что вместо одной частицы фотона испускаются две — электрон и нейтрино. Исходя из современных представлений, будем полагать, что в β -распаде сохраняется число легких частиц — лептонов. Это положение называют *законом сохранения лептонов*. Иначе говоря, при электронном распаде испускаются совместно электрон и *антинейтрино*:

$${}^A_Z \rightarrow {}^A(Z+1) + e^{-} + \bar{\nu}, \quad (2.5)$$

а при позитронном — позитрон e^{+} и нейтрино ν :

$${}^A_Z \rightarrow {}^A(Z-1) + e^{+} + \nu. \quad (2.6)$$

Такая запись соответствует сохранению числа лептонов, так как позитрон — античастица электрона, а антинейтрино — античастица нейтрино. В дальнейшем мы увидим, что ν и $\bar{\nu}$ — действительно различные частицы. Однако будем называть нейтрино и собственно нейтрино ν , и антинейтрино $\bar{\nu}$, если это не будет противоречить смыслу.

Руководствуясь приведенными соображениями, можно сделать первое предположение о виде гамильтониана β -взаимодействия:

$$H_{\beta} = g \sum_n [\Psi_e^{*}(\mathbf{r}_n) \Psi_{\nu}^{*}(\mathbf{r}_n) Q_n^{+} + \Psi_e(\mathbf{r}_n) \Psi_{\bar{\nu}}(\mathbf{r}_n) Q_n^{-}], \quad (2.7)$$

где $\Psi_e^{*}(\mathbf{r}_n)$ и $\Psi_{\bar{\nu}}^{*}(\mathbf{r}_n)$ — волновые функции электрона и антинейтрино, образовавшихся в месте нахождения n -го нуклона; $\Psi_e(\mathbf{r}_n)$ и $\Psi_{\nu}(\mathbf{r}_n)$ — соответствующие волновые функции исчезнувших лептонов; Q_n^{+} и Q_n^{-} — операторы, которые превращают нейтрон в протон и протон в нейтрон соответственно, но в остальном оставляют волновую функцию неизменной; g — константа связи, характеризующая интенсивность взаимодействия в β -распаде (она аналогична электрическому заряду в электромагнитной теории). Суммирование проводится по всем частицам ядра.

Отметим, что мы считаем взаимодействие в β -распаде, подобно электромагнитному взаимодействию, локальным, т. е. мы постулируем, что процесс осуществляется только при условии, что нуклоны и лептоны находятся в одном и том же месте. Аналогия с электромагнитным излучением может быть выражена так:

$$-\frac{e_n}{m_n c} \mathbf{p}_n \rightarrow g Q_n^{+}, \quad \mathbf{A} = \Psi_{\nu}^{*}(\mathbf{r}) \rightarrow \Psi_e^{*}(\mathbf{r}_n) \Psi_{\bar{\nu}}^{*}(\mathbf{r}_n).$$

Так как нейтрино не заряжено, оно очень слабо взаимодействует с окружающей средой. Волновая функция нейтрино, нормированная на одну частицу в единице объема, имеет вид плоской волны

$$\Psi_{\nu} = \exp\left(i\mathbf{p}_{\nu} \cdot \frac{\mathbf{r}}{\hbar}\right). \quad (2.8)$$

В отличие от нейтрино испущенный электрон взаимодействует с кулоновским полем ядра, образовавшегося в результате распада, и атомных электронов, поэтому

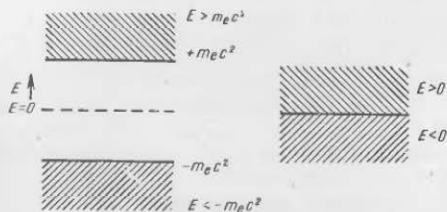


Рис. 2.1. Положительные и отрицательные состояния энергии электрона и нейтрино. Интерпретация Дирака.

его волновая функция не будет плоской волной (этот эффект рассмотрен в разд. 2.3).

Второй постулат заключается в том, что длина волны де Бройля каждого лептона велика по сравнению с размерами ядра. Это соответствует дипольному приближению, которое используется в квантовой электродинамике и всегда выполняется в ядерном β -распаде. Например, в типичных β -переходах, в которых электрон имеет кинетическую энергию 1 Мэв, длина волны электрона порядка 10^{-10} см, в то время как радиус даже наиболее тяжелых ядер меньше 10^{-12} см. Таким образом, внутри

ядра обе лептонные функции с незначительной погрешностью можно заменить значениями волновых функций в центре ядра $\psi_e(0)$ или $\psi_{\bar{\nu}}(0)$. Следовательно, произведение $\psi_e \psi_{\bar{\nu}}$ близко к 1.

Для удобства математического описания представим β -распад в более симметричном виде:

$${}^A Z + \nu \rightarrow {}^A(Z+1) + e^{-}, \quad (2.9)$$

который означает, что две частицы поглощаются и две рождаются. Это возможно, так как, согласно теории Дирака (см. Приложение 2.4), электрон и нейтрино с равной вероятностью могут находиться в состояниях с отрицательной и положительной энергией (рис. 2.1). При этом состоянии с отрицательными энергиями в обычных условиях полностью заняты электронами. Когда электрон захватывается с отрицательного уровня энергии, образуется дырка, которая ведет себя как позитрон — электрон с положительным зарядом. Следовательно, захват электрона с отрицательного энергетического уровня эквивалентен испусканию позитрона. Современная интерпретация заключается в том, что позитронами считаются электроны, движущиеся в обратном направлении времени; результаты, однако, получаются такими же, как и при интерпретации Дирака (см. Приложение 2.4).

Аналогично захват нейтрино из состояния с отрицательной энергией эквивалентен испусканию антинейтрино. Если антинейтрино имеет энергию $E_{\bar{\nu}}$ и импульс $p_{\bar{\nu}}$, то, согласно теории Дирака, нейтрино должно быть захвачено из состояния с энергией $-E_{\bar{\nu}}$ и импульсом $-p_{\bar{\nu}}$. Гамильтониан β -распада, согласно этой симметричной формулировке, можно записать в виде

$$H_{\beta} = g \sum_n [\psi_e^*(r_n) \psi_{\bar{\nu}}(r_n) Q_n^+ + \psi_e(r_n) \psi_{\bar{\nu}}^*(r_n) Q_n^-]. \quad (2.10)$$

2.2. ФОРМА β -СПЕКТРА РАЗРЕШЕННЫХ ПЕРЕХОДОВ

Если задано взаимодействие, вероятность испускания электрона с энергией E за единицу времени определяется хорошо известным из квантовой механики выражением

$$N(E) dE = \frac{2\pi}{\hbar} (H_{fi})^2 \frac{dN_F}{dE_0}. \quad (2.11)$$

Здесь dN_F/dE_0 — плотность конечных состояний, т. е. число состояний в единичном интервале полной энергии; H_{fi} — матричный элемент взаимодействия, причем

$$H_{fi} = g \int \psi_f^* \left(\sum_n Q_n^+ \right) \psi_i d^3r_1 d^3r_2 \dots d^3r_n, \quad (2.12)$$

где ψ_i и ψ_f — волновые функции начального и конечного ядер. При распаде нейтрона $\psi_i = \psi_n$, $\psi_f = \psi_p$, но в других случаях ψ_i и ψ_f описывают состояния системы из нескольких нуклонов. Интеграл, входящий в это равенство, условно обозначим символом \int . Его величина в некоторой степени зависит от волновых функций ядерных состояний, участвующих в распаде ядра (более подробно см. гл. 3). Второй член, содержащий оператор Q_n^- , описывает превращение протона в нейтрон и поэтому не может влиять на β -распад.

Теперь рассмотрим плотность конечных состояний. В ядерном β -распаде сумма импульсов двух лептонов и импульса ядра отдачи должна быть равна нулю, а сумма энергии частиц равна полной энергии. Максимальная энергия, которая может быть передана ядру отдачи, обычно пренебрежимо мала по сравнению с полной энергией распада E_0 (для импульсов таких ограниченный нет). Действительно, если ядро — бесконечно тяжелое, то оно может получить некоторый импульс, но практически не получит энергии. Следовательно, можно считать, что в ядерном β -распаде участвуют только две испускаемые частицы — лептоны, между которыми распределяется вся энергия независимо от сохранения импульса. Итак,

$$E_e + E_{\bar{\nu}} = E_0. \quad (2.13)$$

Число конечных состояний

$$dN_p = dN_e dN_{\bar{\nu}}, \quad (2.14)$$

где dN_e и $dN_{\bar{\nu}}$ — число состояний электрона и антинейтрино соответственно. В импульсном пространстве

$$dN_e = \frac{4\pi p_e^2 dp_e}{(2\pi\hbar)^3}, \quad (2.15)$$

где $(2\pi\hbar)^3$ — объем фазового пространства, приходящийся на каждое состояние частицы*. Аналогичное выражение получается и для $dN_{\bar{\nu}}$. Следовательно, число конечных состояний, приходящихся на единичный интервал энергии,

$$\frac{dN_F}{dE_0} = \frac{4\pi p_e^2 dp_e}{(2\pi\hbar)^3} \cdot \frac{4\pi p_{\nu}^2 dp_{\nu}}{(2\pi\hbar)^3} \cdot \frac{1}{dE_0}. \quad (2.16)$$

Если масса покоя нейтрино равна нулю, то

$$E_{\nu} = cp_{\nu} \quad \text{и} \quad E_e = E_0 - E_{\nu}. \quad (2.17)$$

Следует также учесть, что изменение импульса нейтрино dp_{ν} относится к единичному интервалу полной энергии, в то время как энергия и импульс β -частицы постоянны

$$dp_{\nu} = \frac{dE_{\nu}}{c} = \frac{dE_0}{c}. \quad (2.18)$$

Поэтому выражение (2.16) можно преобразовать и получить распределение по импульсам

$$\frac{dN_F}{dE_0} = \frac{4\pi p_e^2 dp_e}{(2\pi\hbar)^3} \cdot \frac{4\pi p_{\nu}^2}{(2\pi\hbar)^3 c} = \frac{16\pi^2}{(2\pi)^6 \hbar^3 c^3} p_e^2 (E_0 - E_e)^2 dp_e. \quad (2.19)$$

Чтобы найти распределение по энергии

$$\frac{dN_F}{dE_0} = \frac{1}{4\pi^4 \hbar^3 c^3} p_e E_e (E_0 - E_e)^2 dE_e, \quad (2.20)$$

используем соотношение $c^2 p dp = E dE$.

Из (2.19) следует, что для малых импульсов электрона распределение пропорционально p^2 . Когда энергия электрона приближается к верхнему пределу, относительное изменение p^2 мало. Поэтому распределение пропорционально $(E_0 - E_e)^2$. Иначе говоря, распределение по импульсам обращается в нуль на обоих пределах и имеет максимум посередине (рис. 2.2). Однако полное число электронов, испущенных за единицу времени с энергиями, лежащими между E и $E + dE$ (индекс e в дальнейшем будем опускать), определяется выражением

$$N(E) dE = \frac{1}{2\pi^3 c^5 \hbar^7} g^2 \int_1^3 p E (E_0 - E)^2 dE. \quad (2.21)$$

* Нормировка выбрана так, чтобы на единицу объема приходилась одна частица.

Более удобно измерять энергию, приняв за единицу энергию массы покоя электрона, поэтому введем нормированную энергию

$$\varepsilon = \frac{E}{mc^2}. \quad (2.22)$$

Тогда спектр

$$N(\varepsilon) d\varepsilon = \frac{mc^2}{\hbar} \cdot \frac{G^2}{2\pi^3} \int_1^3 |\varepsilon \sqrt{\varepsilon^2 - 1} (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 d\varepsilon, \quad (2.23)$$

где G — новая константа связи:

$$G = \frac{g}{mc^2} \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^3. \quad (2.24)$$

Она совпадает с G_{β} , введенной в гл. 1. Ясно, что G — безразмерная величина, а N и mc^2/\hbar имеют размерность, обратную времени.

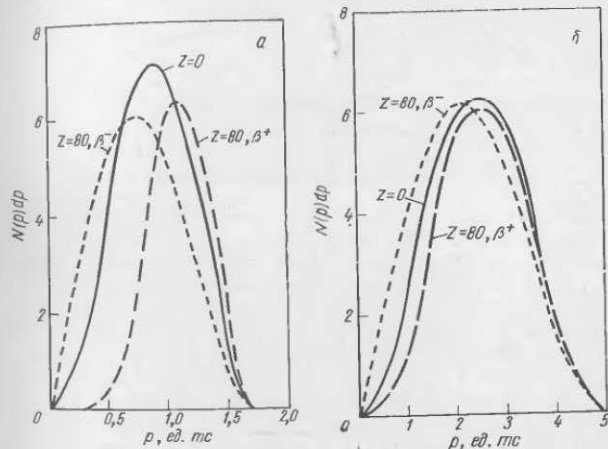


Рис. 2.2. Импульсное распределение $N(p) dp$ для β^- - β^+ -спектров с кулоновской поправкой, соответствующей $Z=80$ и $Z=0$:

а — максимальная кинетическая энергия 0,5 Мэв, $E_{\text{макс}} = 2 mc^2$; б — максимальная кинетическая энергия ~ 2 Мэв, $E_{\text{макс}} = 5 mc^2$.

Интересно рассмотреть некоторые простейшие особенности β -спектра. Если полная энергия распада значительно больше энергии покоя электрона, то из урав-

нения (2.23) следует, что спектр приближенно имеет вид

$$N(\epsilon) d\epsilon \sim \epsilon^2 (\epsilon_0 - \epsilon)^2 d\epsilon. \quad (2.25)$$

Во втором предельном случае, когда $\epsilon - 1 \ll 1$,

$$N(\epsilon) d\epsilon \sim \sqrt{\epsilon - 1} (\epsilon_0 - \epsilon)^2 d\epsilon. \quad (2.26)$$

(Однако в последнем случае кулоновские поправки велики и существенно влияют на вид спектра.) Поэтому отношение средней кинетической энергии к максимальной попадает в интервал от 1/3 (для низкоэнергетического предела) до 1/2 (для распадов с большой энергией).

Приведенный анализ справедлив без существенных изменений для β^+ -распада, если использовать интерпретацию Дирака. Этот процесс описывается вторым членом гамильтониана (2.7). Следовательно, энергетический спектр имеет такой же вид, как и для β^- -распада, если пренебречь кулоновскими эффектами. Однако обсуждение в гл. 1 показало, что максимум энергии позитрона меньше полной энергии распада на $2mc^2 \sim 1,022 \text{ Мэв}$ [см. уравнение (1.5)].

2.3. ВЛИЯНИЕ ЯДЕРНОГО КУЛОНОВСКОГО ПОЛЯ

До сих пор мы предполагали, что кулоновскими силами, возникающими между электроном и дочерним ядром, можно пренебречь. При таком предположении интеграл $\int |\psi_e|^2 dV_e$ по области, занятой ядром, можно аппроксимировать выражением $|\psi_e(0)|^2 V_N$, где $\psi_e(0)$ — значение электронной волновой функции в центре ядра, а V_N — ядерный объем. Очевидно, интеграл, при таком предположении, не зависит от энергии и потому не оказывает влияния на энергетическое распределение β -спектра. Это является причиной того, что распределение по энергиям в разрешенном β -спектре без кулоновской поправки определяется, как в уравнении (2.21), только статистическим множителем dN_F/dE_0 .

В реальных условиях кулоновские силы, действующие на электрон, должны быть учтены (особенно для β -частиц малых энергий, испускаемых ядрами с большими Z); в результате множитель $|\psi_e(0)|^2$ зависит от энергии. Определим кулоновский поправочный множитель $F(Z, E)$. Он равен отношению значения электрон-

ной волновой функции в центре ядра с учетом кулоновского взаимодействия к электронной волновой функции без учета последнего, т. е.

$$F(Z, E) = \frac{|\psi_e(0)|_Z^2}{|\psi_e(0)|_{Z=0}^2}. \quad (2.27)$$

При нерелятивистском рассмотрении электрона поправочный множитель, обусловленный ядерным кулоновским потенциалом, может быть аппроксимирован выражением

$$F(Z, E) = \frac{2\pi\eta}{1 - e^{-2\pi\eta}}, \quad (2.28)$$

где $\eta = \mp Ze^2/\hbar v$ для β^\pm -распадов; v — скорость электрона вдали от ядра; Z — атомный номер конечного (дочернего) ядра. Поэтому кулоновская поправка, особенно для малых энергий, повышает вероятность β^- -распада и снижает ее для β^+ -распада.

Влияние кулоновской поправки на импульсное распределение для разрешенных β^+ - и β^- -спектров показано на рис. 2.2.

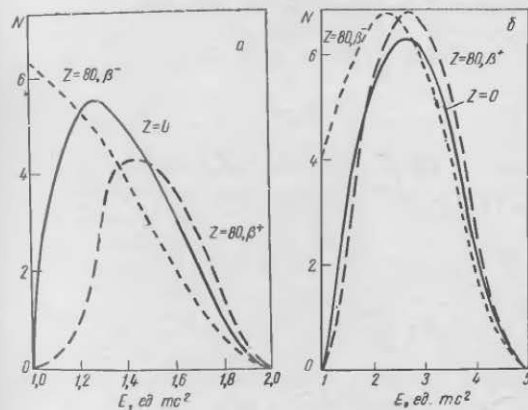


Рис. 2.3. Энергетическое распределение $N(E) dE$ для β^- - и β^+ -спектров с кулоновской поправкой, соответствующей $Z=80$ и $Z=0$: а — максимальная кинетическая энергия $\sim 0.5 \text{ Мэв}$, $E_{\text{макс}} = 2$; б — максимальная кинетическая энергия $\sim 2 \text{ Мэв}$, $E_{\text{макс}} = 5$. Отметим, что энергетический спектр электронов не стремится к нулю, а приближается к постоянному конечному значению при $E \rightarrow 1$.

Распределение по энергиям получают обычно с помощью сцинтилляционного или пропорционального счетчиков. На рис. 2.3 изображено теоретическое распределение по энергиям для разрешенных β^- и β^+ -спектров с учетом кулоновской поправки и без нее. Интересно отметить, что для энергий, близких к энергии покоя mc^2 , энергетический спектр без учета кулоновского поля пропорционален p . Если кулоновское поле учтено, то энергетический спектр в области малых энергий приближается к постоянной конечной величине для электронов и пропорционален $e^{-c/p}$ для позитронов.

Кулоновскую поправку качественно можно интерпретировать следующим образом: первоначальное распределение по энергиям для β^- и β^+ в момент вылета из ядра одинаково и на рис. 2.3 представлено кривой $Z=0$. Кулоновское поле ядра ускоряет позитроны и замедляет электроны. Следовательно, в области малых энергий число позитронов уменьшается, а число электронов увеличивается по сравнению с энергетическим спектром, когда $Z=0$.

Более точное выражение для разрешенного β -спектра, включающее кулоновскую поправку, имеет вид:

$$N(E) dE = \frac{g_V}{2\pi^3} F_0(\pm Z, E) p E (E_0 - E)^2 L_0 \left[\left(\int_0^1 \mathbf{1} \right)^2 + \lambda^2 \left(\int_0^1 \sigma \right)^2 \right], \quad (2.29)$$

$$\text{где } L_0 = (2p^2 F_0)^{-1} (g_{-1}^2 + f_1^2);$$

$$F_0(\pm Z, E) = 4(2pR)^{2(\nu-1)} e^{\pi y} \frac{|\Gamma(\gamma + iy)|^2}{[\Gamma(2\gamma + 1)]^2};$$

$$\lambda = -\frac{g_A}{g_V}; \quad \nu = \sqrt{1 - (\alpha Z)^2};$$

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137,03}; \quad y = \frac{\alpha Z E}{p}.$$

Кулоновский поправочный член F_0 [61] входит в это выражение дважды: один раз как множитель $F_0(\pm Z, E)$, а второй раз через L_0 . Кулоновское влияние на L_0 очень незначительно во всей области энергии. Однако кулоновская поправка F_0 функции Ферми существенна, в частности в области малых энергий. Здесь g_{-1} — «большая» радиальная функция электрона с угловым момен-

том $l/2$ и четностью $(-1)^l$, а f_1 — соответствующая «малая» функция того же углового момента и четности $(-1)^2$.

Для точного учета кулоновских эффектов следует найти электронные радиальные функции с учетом: а) конечных размеров ядра; б) влияния конечных размеров длины волны де Бройля; в) эффекта электронного экранирования.

Таблица значений функции F была составлена в 1952 г. [335] при следующих предположениях: ядро обладает точечным зарядом, электронные радиальные функции аппроксимировались функциями на ядерной поверхности, учитывался только основной член в разложении функции F .

В 1937 г. Роуз [367] выразил ядерное кулоновское поле через электронные кулоновские волновые функции f_k и g_k , но только для точечного ядра. В 1951 г. Роуз и Холмс [370, 371] вычислили электронные волновые функции с поправкой на конечные размеры ядра и составили числовые таблицы для специальных функций L_i , M_i и N_i . Ямада [459, 460] также исследовал поправки, обусловленные конечными размерами ядра, и указал, что этот эффект, в частности, играет существенную роль, когда отбрасываются второстепенные матричные элементы, такие, например, как в случае распада RaE [461]. В 1963 г. Бюринг [95] показал важность этого эффекта для интерпретации результатов, полученных при изучении запрещенных в первом порядке β -переходов. В 1953 г. Роуз с сотр. [374, 375] составили таблицы для L_0 , N_0 и других специальных функций, учитывая несколько членов высшего порядка в разложении по степеням pR , т. е. принимая во внимание эффект конечности дебройлевской длины волны, имеющий существенное значение в области высоких энергий.

Балла и Роуз [61, 62] составили таблицу точных значений радиальных функций с учетом конечных размеров ядра и конечных размеров дебройлевской длины волны. Протабулирована и функция Ферми для следующего кулоновского потенциала дочернего ядра:

$$V(r) = -\frac{\alpha Z}{r} \quad \text{для } r > R;$$

$$V(r) = -\frac{\alpha Z}{2r} \left(3 - \frac{r^2}{R^2} \right) \quad \text{для } r < R,$$

где $R = 1,2 A^{1/3}$ ферми.

Для учета влияния конечных размеров дебройлевской длины волны в разложении вырожденной гипергеометрической функции берется не только основной член. Параметром в этом разложении служит произведение импульса β -частицы на ядерный радиус ρR . Недостаток таблиц Балла и Роуза в том, что не сделана поправка на электронное экранирование. В таблицах функции Ферми, составленных Джелеповым и Зыряновой [155], принимались во внимание конечный размер ядра и электронное экранирование. Однако дана только сумма обеих поправок. Конечные размеры дебройлевской длины волны учтены в результате сохранения членов второго порядка в разложении функции Ферми.

Теперь обсудим поправку, обусловленную электронным экранированием. Поскольку кулоновское поле дочернего ядра экранировано облаком орбитальных электронов, следует оценить влияние этого облака на функцию Ферми. Это было сделано Роузом [366] и Лонгмайром и Брауном [293] на основании усовершенствованного метода Вентцеля—Крамерса—Бриллюэна (ВКБ), а также Рейтцем [363], который использовал численное интегрирование уравнения Дирака и метод Томаса—Ферми—Дирака для учета взаимодействия между электроном и оставшимся ионом. Как оказалось, эта поправка слабо влияет на кулоновскую поправку для электрона, но очень существенна для позитронов малых энергий. Чтобы выяснить, равны ли g_V и g_A , необходимо точно вычислить величины ft ряда разрешенных чисто фермиевских переходов $0^+ \rightarrow 0^+$. Величины ft , полученные на основании последних экспериментальных исследований [37, 198, 201, 463] для ядер ^{14}O , $^{26}\text{Al}^*$, ^{34}Cl , ^{42}Sc , ^{46}V , ^{50}Cr и ^{54}Co на основе точного определения ядерных значений Q , имеют погрешность от 0,3 до 0,7%. Тем не менее существует большое расхождение между поправками на электронное экранирование, вычисленными методом Роуза и методом Рейтца (см. разд. 7.3).

2.4. ГРАФИК КЮРИ

Для облегчения сравнения экспериментальных данных с теоретическим распределением Кюри [268] предложил метод, основанный на использовании соотношения (2.21). Обозначим

$$K(E) = \left[\frac{N(E)}{F(Z, E)\rho E} \right]^{1/2} \sim \text{const} \cdot (E_0 - E). \quad (2.30)$$

Величины, стоящие в левой части, находят экспериментально и из таблиц кулоновского поправочного множителя F . Для спектра разрешенного типа при условии, что все распады приводят к одному определенному состоянию конечного ядра, зависимость $K(E)$ изображается прямой, пересекающей ось энергии в точке E_0 . Это позволяет получить полную энергию, выделяемую в

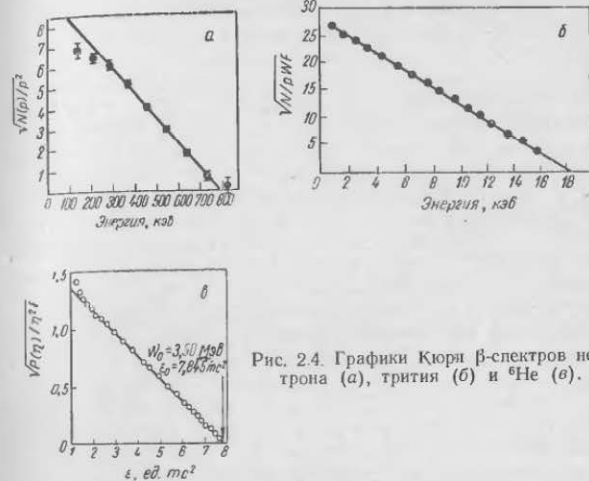


Рис. 2.4. Графики Кюри β -спектров нейтрона (а), трития (б) и ^3He (в).

β -распаде. С достаточной точностью экспериментально установлено, что ход разрешенного β -спектра хорошо следует предсказаниям теории β -распада Ферми. Однако поскольку масса β -частицы мала и в непрерывном распределении по энергиям есть электроны не только высоких, но и низких энергий, эффекты рассеяния и поглощения легко искажают истинный ход спектра и создают впечатление, что немного преобладают электроны низких энергий. Начиная с 1949 г. особо тщательное изготовление тонких и однородных источников практически исключило эти отклонения в области малых энергий разрешенного спектра. Однако способ изготовления источника — не единственная возможная причина искажений. На форму спектра также влияют рассеяние

β -частиц стенками спектрометра, нарушение юстировки системы, зависимость работы детектора от энергии и пропускной и разрешающей способности бета-спектрометра. Если используется магнит с железным сердечником, следует контролировать гистерезис и свойства насыщения.

На рис. 2.4 показаны графики Кюри трех простейших разрешенных β -спектров — нейтрона [369], ${}^3\text{H}$ и ${}^6\text{He}$. Спектр нейтрона получен с помощью установки, регистрировавшей совпадения испускания β -частицы с протоном отдачи. Точка 782 *кэв*, полученная из графика Кюри, дает правильное значение разности масс нейтрона и атома водорода [см. уравнение (1.3)]. Спектр ${}^3\text{H}$ получен с помощью пропорционального счетчика [123]; его график Кюри представляет прямую на всем протяжении вплоть до 1 *кэв* — самой низкой изученной энергии β -частиц. Линейность графика Кюри ${}^6\text{He}$ простирается более чем на 9/10 всей его длины (0,25—3,50 *Мэв*). В многочисленных исследованиях разрешенных β -спектров всегда наблюдается согласие с теоретическим ходом разрешенного спектра. Для некоторых разрешенных β -спектров при больших Z или исключительно больших значениях ft весьма вероятно появление небольшого отклонения от прямолинейного графика Кюри при низких энергиях порядка нескольких процентов. Эти эффекты можно было бы приписать поправкам на конечность размеров ядра или поправкам на конечность дебройлевской длины волны, а для переходов с очень большими ft — влиянию ядерных матричных элементов, соответствующих переходам высших порядков. Следует учесть, что эти отклонения в области низких энергий могут быть легко объяснены, если предположить, что происходят неразрешенные переходы.

Для некоторых типов β -распада с очень высокими энергиями в соответствии с теорией сохраняющегося векторного тока в области верхнего предела энергии могут наблюдаться отклонения от линейного графика (см. гл. 7).

2.5. МАССА ПОКОЯ НЕЙТРИНО

Согласно всем экспериментальным данным, масса покоя нейтрино очень мала и фактически может быть равна нулю. Поэтому для простоты рассуждений ею

можно пренебречь в классической теории β -распада. Однако в теории β -распада (и других слабых взаимодействий), учитывающей несохранение четности, вопрос о массе покоя нейтрино играет более существенную роль. Так, по двухкомпонентной теории нейтрино (см. разд. 4.3) следует ожидать, что масса покоя нейтрино тождественно равна нулю. Кроме того, было установлено [133], что нейтрино, участвующие в β - и μ -распадах, — различные частицы. Естественно желание узнать, чем различаются эти две легчайшие нейтральные частицы. Не могут ли они иметь различные массы покоя и равна ли в действительности нулю масса покоя нейтрино, участвующего в β -распаде? А если это так, то каковы доказательства?

Для получения массы покоя нейтрино проще всего, казалось бы, сравнить верхний предел $E_{\text{макс}}$ с энергией β -распада; это, однако, практически неосуществимо. Количество отсчетов, вызываемых β -частицами, всегда очень мало вблизи конца спектра. Единственный путь для точного определения $E_{\text{макс}}$ — это экстраполяция линейного графика Кюри. Такой метод невольно использует предположение о том, что масса покоя нейтрино равна нулю. Поэтому метод экстраполяции для определения $E_{\text{макс}}$ некорректен [258].

Существует два метода косвенного измерения массы нейтрино. Один из них основан на измерении энергии и импульса ядра отдачи в β -распаде или K -захвате для определения энергии и импульса, которые уносятся нейтрино. Из-за присущих этому методу трудностей (изготовление тонкой поверхности, в которой расположены ядра, испытывающие отдачу, и обнаружение и измерение спектра ядер отдачи) трудно получить необходимую точность. Другой метод заключается в исследовании вида β -спектра в окрестности верхнего предела и дает более точные значения массы покоя нейтрино.

Связь между уносимой энергией и импульсом в β -распаде. Будем определять импульсы ядра отдачи и β -частицы соответственно методом времени пролета и методом магнитного отклонения под фиксированными углами относительно направления отдачи. Тогда импульс нейтрино находится из простого треугольника, построенного на векторах импульсов. Установившая связь между уносимой энергией и импульсом, получаем информацию о массе испущенной частицы — нейтрино.

Шервин [397, 398] первым осуществил такое исследование. Тщательно изготовив источник с одноатомным слоем ^{32}P , он получил зависимость уносимой энергии от уносимого импульса в виде прямой, проходящей через начало координат. Это позволило сделать вывод, что $E = pc$ (с точностью до 10%), что соответствует нулевой массе покоя. Однако рассеяние ионов, испытывающих отдачу, вызвало значительные помехи, поэтому обоснованность результатов оказалась сомнительной.

Кофед-Хансен [262] и Снелл и Плизонтон [409] использовали инертный газ, чтобы влияние поверхности на отдачу ионов было минимальным. Основу их метода составляло измерение *среднего импульса отдачи* или *средней энергии отдачи*, так как эти величины зависят от массы испускаемой частицы. Сравнение среднего значения импульса отдачи (812 ± 8) кэв/с, полученное Кофед-Хансеном для K -захвата в ^{37}Ag , с известным значением энергии (815 ± 2) кэв для данной реакции оказалось удовлетворительным. Этот результат дает верхний предел для массы нейтрино < 8 кэв/с². Снелл и Плизонтон сравнивали результаты своих измерений *средней энергии отдачи* ($9,63 \pm 0,06$) эв при распаде ^{37}Ag с величиной ($9,65 \pm 0,05$) эв, полученной из значений Q в предположении, что масса нейтрино равна нулю. Это совпадение устанавливает верхний предел для массы нейтрино < 6 кэв/с², что не противоречит предположению о нулевой массе покоя нейтрино.

Рассмотренные методы, несмотря на недостаточную корректность, иллюстрируют простые кинематические соотношения β -распада и точность, с которой энергия и импульс нейтрино могут быть связаны соотношением $E = pc$.

Форма β -спектра в окрестности его верхнего предела. Можно показать, что форма разрешенного β -спектра в окрестности его верхнего предела зависит от массы покоя нейтрино. Предположим, что масса покоя нейтрино отлична от нуля. Тогда полная энергия нейтрино E равна

$$E = (E_{\text{макс}} - E_e) + m_\nu c^2,$$

где m_ν — масса покоя нейтрино.

Статистический множитель. Определяющий форму разрешенного электронного спектра статистиче-

ский множитель $p_e E_e p_e E_e$ пропорционален

$$p_e E_e [(E_{\text{макс}} - E_e) + m_\nu c^2] \{ [(E_{\text{макс}} - E_e) + m_\nu c^2]^2 - m_\nu^2 c^4 \}^{1/2}. \quad (2.31)$$

Вблизи верхней конечной точки множители p_e и E_e можно считать постоянными, когда $E_e \rightarrow E_{\text{макс}}$. Множитель $E_{\text{макс}} - E_e + m_\nu c^2$, равный полной энергии нейтрино, также можно считать постоянным, если $E_{\text{макс}} - E_e \ll m_\nu c^2$. Последний же член, представляющий импульс нейтрино.

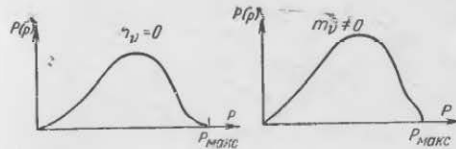


Рис. 2.5. Зависимость $P(p)$ вблизи $P_{\text{макс}}$ от значения массы покоя нейтрино m_ν .

можно переписать в нерелятивистском приближении $[2m_\nu c^2 (E_{\text{макс}} - E_e)]^{1/2}$. Следовательно, энергетический спектр у верхнего предела должен стремиться к нулю, имея вертикальную касательную типа $(E_{\text{макс}} - E_e)^{-1/2}$ в противоположность получаемой для нулевой массы покоя нейтрино кривой, которая имеет горизонтальную касательную типа $(E_{\text{макс}} - E_e)^2$ (рис. 2.5).

Общее обоснование опирается на точное измерение β -спектра, которое позволило бы исключить вертикальное приближение конца спектра к оси энергии. Однако, чтобы установить положение верхнего конца спектра в зависимости от массы покоя нейтрино, верхняя часть, найденная из графика Кюри, должна быть тщательно сравнена с теоретическими кривыми, построенными для различных масс нейтрино.

Релятивистский спинорный член. На самом деле, если масса покоя нейтрино не равна нулю, β -спектр зависит от *релятивистского спинорного члена* (второй член в квадратных скобках)

$$P(E_e) dE_e \sim p_e E_e p_e E_e \left[1 + \frac{a m_\nu^2 c^4}{E_e (E_{\text{макс}} - E_e + m_\nu c^2)} \right], \quad (2.32)$$

где $\rho_e E_e p_\nu E_\nu$ — статистический множитель. Коэффициент α может изменяться от -1 до $+1$ в зависимости от определенных комбинаций взаимодействий в β -распаде и относительной четности нейтрино и e^- . В 1957 г. было показано [164, 385] благодаря установлению несохранения четности в β -распаде, что $\alpha = 0$.

Экспериментальные результаты. Наиболее подходящими β -спектрами, которые могли быть использованы для определения массы нейтрино, являются спектры с

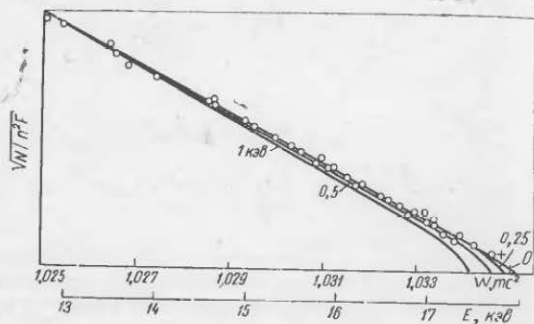


Рис. 2.6. Представленный в увеличенном масштабе конец графика Ферми.

низкими значениями максимальной энергии. Впервые использованный для этой оценки β -спектр ^{35}S позволил получить верхний предел для массы нейтрино 5 кэВ [114]. β -Спектр ^3H имеет верхний предел энергии $18,6 \text{ кэВ}$, поэтому точное измерение в области его верхнего конца может быть с успехом использовано для определения m_ν . Спектр ^3H был исследован с большой точностью [226, 274]. Создается впечатление, что в пределах экспериментальных погрешностей график Кюри имеет линейную форму вблизи верхней конечной точки. Это соответствует нулевой массе покоя нейтрино ν_e , испускаемого в β -распаде. На рис. 2.6 показано, что верхний предел массы покоя ν_e , при котором еще нет противоречий с экспериментальными данными (принимая $\alpha=0$), равен 250 эВ , т. е. составляет $1/2000$ массы покоя

электрона [274]*. Верхний предел для массы покоя мюонного нейтрино ν_μ не известен так точно, как для его двойника. Лучшее значение для верхнего значения массы покоя ν_μ оказалось меньше $3,5 \text{ МэВ}$ ** . Оно получено на основании законов сохранения энергии и импульса из экспериментов по μ -распаду [29].

* Недавно получены данные, что $m_\nu < 60 \text{ эВ}$ [см. Bergkvist K. Scient. Rept. CERN, No. 7, 91 (1969)] - Прим. перев.

** Последние измерения [Б. Н. Понтекорво «Успехи физ. наук», 95, 517 (1968)] показали, что $m_{\nu_\mu} < 1,2 \text{ МэВ}$. - Прим. перев.

КЛАССИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ β -РАСПАДА

В этой главе мы так обобщим исследование процесса β -распада, чтобы учесть спины элементарных частиц. Тогда, кроме простого взаимодействия (2.10), следует рассмотреть несколько возможных типов β -взаимодействия, число которых ограничено условием инвариантности гамильтониана взаимодействия относительно собственных преобразований Лоренца.

Мы не будем затрагивать вопрос о несохранении четности и будем считать, что β -взаимодействие инвариантно относительно пространственной инверсии (в этом были убеждены до 1957 г.). Данная «классическая» версия теории β -распада все же может быть использована для истолкования многих важных экспериментальных фактов (таких, как продолжительность жизни β -распада, $e-\nu$ угловые корреляции и формы разрешенных и запрещенных спектров*), явно не зависящих от несохранения четности.

3.1. ВОЗМОЖНЫЕ ТИПЫ β -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Рассмотрим выражение

$$\mathcal{H} = g(\psi_p^+ Q^+ \psi_n \psi_e^+ \psi_\nu + \text{э. с.}^{**}), \quad (3.1)$$

которое представляет простейший из возможных типов β -взаимодействия***. Если бы каждая из волновых функ-

* Можно было бы с самого начала включить в теорию несохранение четности и использовать понятие спиральности, т. е. поляризации лептонов (см., например [291]).

** Здесь и в дальнейшем под сокращением э. с. будем понимать эрмитово-сопряженные члены.

*** Эта величина является плотностью гамильтониана. Она связана с гамильтонианом $H\beta$, определенным в гл. 2, соотношением $\mathcal{H} = \psi_p^+ H\beta \psi_n$.

ций нуклона и электрона зависела только от пространственных координат, то взаимодействие, являющееся линейной комбинацией всех волновых функций, было бы фактически единственно возможным. Однако каждая частица имеет спин — собственный угловой момент. Спин нуклонов и электронов равен $\hbar/2$ и весьма вероятно, что спин нейтрино также равен $\hbar/2$. Следовательно, волновая функция каждой частицы зависит не только от пространственных координат, но и от ориентации ее спина. Иначе говоря, z -компонента спина может быть равна либо $+\hbar/2$, либо $-\hbar/2$. Это увеличивает возможное число типов β -взаимодействия.

Теперь рассмотрим влияние спина, но пока ограничимся нерелятивистским приближением. Тогда волновая функция каждой частицы имеет вид

$$\psi = \begin{pmatrix} u^{(1)} \\ u^{(2)} \end{pmatrix} e^{ipx/\hbar}, \quad (3.2)$$

где $u^{(1)}$ и $u^{(2)}$ — соответственно амплитуды вероятности нахождения частиц с положительной и отрицательной z -компонентами спина, т. е. спин направлен вверх или вниз. Соответствующая эрмитово-сопряженная* волновая функция имеет вид

$$\psi^+ = (u^{(1)*} \ u^{(2)*}) e^{-ipx/\hbar}.$$

Теперь образуем произведение из электронной и нейтринной волновых функций типа $\psi_e^+ \psi_\nu^+$, известное под названием билинейной комбинации этих волновых функций. Так как каждый индекс i и j принимает значения 1 и 2, то существует только четыре независимых возможности для составления таких комбинаций. В нерелятивистской теории β -распада существует шестнадцать различных типов взаимодействия, а именно:

$$g(\psi_p^{+(i)} Q^+ \psi_n^{(j)} \psi_e^+ \psi_\nu^{(k)} + \text{э. с.}). \quad (3.3)$$

Требования инвариантности. Если бы не существовало никаких ограничений, любая комбинация из шестнадцати основных взаимодействий (3.3) могла бы быть

* Эрмитово-сопряженная волновая функция ψ^+ определяется как матрица, содержащая одну строку и N столбцов. Знак $+$ обозначает транспонированное сопряжение, т. е. переход к матрице, у которой $\beta_{ln}^+ = \beta_{nl}^*$.

возможным типом β -взаимодействия. Рассмотрим, например, такой тип взаимодействия:

$$\psi_p^{+(1)} Q^+ \psi_n^{(1)} \psi_e^{+(1)} \psi_\nu^{(1)}. \quad (3.4)$$

Взаимодействие (3.4) предполагает, что β -распад происходит только при условии, что все четыре частицы имеют спины, направленные вдоль оси z . Если мы повернем нашу систему отсчета, то, вообще говоря, тип взаимодействия в новой системе отсчета будет выглядеть иначе. Другими словами, взаимодействие в этой форме обладает свойством: определенное направление в пространстве (в рассматриваемом случае — направление оси z) имеет особое значение. Однако нет никаких оснований предполагать, что законы природы справедливы только для какого-то определенного направления. Больше того, известно, что наша Вселенная изотропна. Безусловно, если мы запишем гамильтониан взаимодействия, используя некоторую систему отсчета, а затем выберем другую систему отсчета, например повернув координатные оси, то выражение для гамильтониана в новой системе должно иметь тот же вид. Это означает, что нерелятивистский гамильтониан должен быть инвариантным относительно вращений и отражений. Это требование инвариантности исключает взаимодействия, подобные рассмотренному.

Чтобы построить инвариантные типы взаимодействий, запишем четыре билинейных комбинации лептонных волновых функций в несколько отличающемся от предыдущей записи виде, а именно:

$$\psi_e^+ \psi_\nu, \quad \psi_e^+ \sigma_x \psi_\nu, \quad \psi_e^+ \sigma_y \psi_\nu, \quad \psi_e^+ \sigma_z \psi_\nu,$$

где σ — спиновые матрицы Паули. Из уравнения (III.32) следует, что первая комбинация — скаляр S , а три последних комбинации преобразуются при вращениях, как три компонента аксиального вектора A . Существует только один путь для получения скаляра из комбинации таких членов: следует записать произведения $S \cdot S$ или $A \cdot A$. Поэтому легко видеть, что только две линейных комбинации из шестнадцати возможных инвариантны относительно вращений. Эти дозволённые типы имеют вид

$$(\psi_p^+ Q^+ \psi_n) (\psi_e^+ \psi_\nu), \quad (3.5)$$

$$\sum_\mu (\psi_p^+ Q^+ \sigma_\mu \psi_n) (\psi_e^+ \sigma_\mu \psi_\nu), \quad (3.6)$$

где σ_μ — спиновые матрицы Паули.

Правила отбора. Взаимодействие Ферми: $\Delta I = 0$; (нет). Первый тип взаимодействия, так называемое взаимодействие Ферми, в основном совпадает с рассмотренным ранее. Отличие заключается в замене произведения $\psi^+ \psi_\nu$ выражением

$$\psi_e^{+(1)} \psi_\nu^{(1)} + \psi_e^{+(2)} \psi_\nu^{(2)}. \quad (3.7)$$

При таком взаимодействии образовавшийся электрон и поглощенное нейтрино имеют спины одинакового направления, поэтому направление спина нуклона не меняется. Это приводит к определенным правилам отбора для ядерного β -распада. Плотность гамильтониана для β -распада в общем случае может быть записана в форме, несколько отличающейся от предыдущей, а именно:

$$\mathcal{H} = g (\psi^+ \sum_n Q_n^+ \psi_i) (\psi_e^+ \psi_\nu), \quad (3.8)$$

где ψ_i и ψ_f характеризуют начальное и конечное состояния ядра, а оператор Q^+ превращает нейтрон в протон, но без переворачивания спина. Иначе говоря, состояния i и f должны иметь одинаковый угловой момент. Следовательно, одно из правил отбора, определяющее изменение спина в переходах Ферми, имеет вид $\Delta I = 0$. Кроме того, существует правило отбора по четности ядерных состояний. Пренебрежем зависимостью ψ_e и ψ_ν от координат; это означает, что мы исходим из длинноволнового приближения. Тогда волновые функции будут либо четными, либо нечетными. Иначе говоря, волновые функции не изменяют (или изменяют) знак при пространственной инверсии $\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}$. Поскольку $\psi^+ \psi_\nu$ не зависит от координат, матричный элемент \mathcal{H} , очевидно, обращается в нуль, если начальное и конечное ядерные состояния не имеют одинаковой четности. Следовательно, в переходах Ферми должно выполняться дополнительное правило отбора: четность не должна меняться $\pi_i = \pi_f$. Это обстоятельство будем указывать, записывая в круглых скобках (нет).

Взаимодействие Гамова — Теллера $\Delta I = 0, \pm 1$, запрещен переход $0 \rightarrow 0$; (нет). Теперь рассмотрим второй возможный нерелятивистский тип β -взаимодействия — взаимодействие Гамова — Теллера:

$$\mathcal{H} = g \sum_\mu (\psi_f^+ \sum_n Q_n^+ \sigma_\mu \psi_i) (\psi_e^+ \sigma_\mu \psi_\nu). \quad (3.9)$$

Три компоненты аксиального вектора $\psi_e^+ \sigma_\mu \psi_\nu$:

$$\psi_e^+ \sigma_x \psi_\nu, \quad \psi_e^+ \sigma_y \psi_\nu, \quad \psi_e^+ \sigma_z \psi_\nu$$

определены уравнением (П.1.32). Это взаимодействие можно представить и в таком виде:

$$\mathcal{H} = g \sum_m (\psi_f^\dagger \sum_n Q_n^+ \sigma_m \psi_i) (\psi_e^\dagger \sigma_{-m} \psi_\nu),$$

$$\text{где } \sigma_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} (\sigma_x + i\sigma_y); \quad \sigma_0 = \sigma_z; \quad \sigma_{-1} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\sigma_x - i\sigma_y).$$

В данном случае электрон и антинейтрино имеют параллельные спины, т. е. уносят полный угловой момент, равный \hbar . Это означает, что ядерный спин может измениться на \hbar : $|I_i - I_f| = \hbar$. Однако должны существовать и переходы, для которых $I_i = I_f$, $\Delta I = 0$ (рис. 3.1). Здесь меняется направление, а не величина ядерного спина. С другой стороны, переходы, для которых $I_i = I_f = 0$, т. е. переходы $0 \rightarrow 0$, полностью запрещены при взаимодействии Гамова — Теллера. Поэтому для переходов Гамова — Теллера правила отбора по угловому моменту имеют вид $\Delta I = 0, \pm 1$, но запрещены переходы $0 \rightarrow 0$. Поскольку спиновый оператор имеет положительную четность, легко видеть, что четность ядра не меняется при переходе: $\pi_i = \pi_f$ (см. Приложение 1.1).

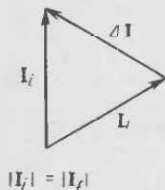


Рис. 3.1. Векторная диаграмма, иллюстрирующая возможное изменение вектора углового момента для разрешенного перехода под влиянием взаимодействия Гамова—Теллера $|\Delta I| = |I_i - I_f| = 1$.

Итак, согласно приведенным аргументам, наиболее общий тип нерелятивистского β -взаимодействия имеет вид

$$\mathcal{H} = g_\Phi (\psi_p^\dagger Q^+ \psi_n) (\psi_e^\dagger \psi_\nu) + g_{\Gamma T} \sum_\mu (\psi_p^\dagger Q^+ \sigma_\mu \psi_n) \times (\psi_e^\dagger \sigma_\mu \psi_\nu) + \text{э. с.} \quad (3.10)$$

Здесь g_Φ и $g_{\Gamma T}$ — константы связи для взаимодействий Ферми и Гамова—Теллера, которые удобно выразить через одну, если записать

$$g_\Phi = gC_\Phi, \quad g_{\Gamma T} = gC_{\Gamma T}, \quad (3.11)$$

где C_Φ и $C_{\Gamma T}$ — безразмерные числа. Тогда число электронов, испускаемых за секунду,

$$N(E) = \frac{m^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} g^2 F(\pm Z, E) (C_\Phi^2 |\int |1|^2 + C_{\Gamma T}^2 |\int |\sigma|^2) \rho E (E_0 - E)^2 dE, \quad (3.12)$$

где $\int |1|^2$ и $\int |\sigma|^2$ — матричные элементы, определенные соотношениями

$$|\int |1|^2| = \langle \psi_f^\dagger | \sum_n Q_n^+ | \psi_i \rangle, \quad (3.13)$$

$$\left. \begin{aligned} |\int |\sigma_\mu|^2| &= \langle \psi_f^\dagger | (\sum_n Q_n^+ \sigma_\mu) | \psi_i \rangle, \\ |\int |\sigma|^2| &= \sum_\mu |\int |\sigma_\mu|^2|. \end{aligned} \right\} \quad (3.14)$$

При вычислении $|\int |\sigma|^2|$ мы должны просуммировать по всем возможным ориентациям углового момента в конечном состоянии. Поскольку оператор σ_μ может изменять l и m на единицу, имеем

$$m_f = m_i \quad \text{или} \quad m_f = m_i \pm 1. \quad (3.15)$$

Однако в силу инвариантности относительно вращений вероятность переходов не должна зависеть от m_i , магнитного квантового числа начального состояния. Наконец, из (3.12) следует, что форма спектра совсем не меняется в результате учета влияния спина. Это, по-прежнему, статистическая форма, полученная в гл. 2.

Релятивистская формулировка. Теперь обобщим наши выводы с учетом того, что электроны, участвующие в β -распаде, — релятивистские частицы. Нейтрино всегда движется со скоростью света c , а скорость электрона обычно составляет значительную часть c . Мы можем считать нуклоны релятивистскими, чтобы описание частиц было одинаковым. В теории β -распада Ферми каждая частица описывается уравнением Дирака, поэтому волновая функция Дирака для каждой частицы имеет четыре компоненты в отличие от двухкомпонентной функции нерелятивистской теории (см. Приложение 2). Существует шестнадцать способов образования билинейных комбинаций типа $\psi_p^\dagger \sigma^{(i)} \psi_n^{(j)}$ и 256 линейно независимых типов взаимодействия, которые получаются в результате перемножения волновых функций всех четырех частиц:

$$\psi_p^\dagger \sigma^{(i)} Q^+ \psi_n^{(j)} \psi_e^\dagger \sigma^{(k)} \psi_\nu^{(l)}.$$

Требования релятивистской инвариантности. Требуя, чтобы взаимодействия были релятивистски инвариантными, можно резко сократить число дозволённых типов β -взаимодействий. Пусть гамильтониан взаимодействия остаётся неизменным не только по отношению к вращениям, но и по отношению к «чистым» лоренцевым преобразованиям, которые соответствуют переходу к новой системе отсчёта, движущейся с постоянной скоростью относительно старой системы*. Иначе говоря, все релятивистские формулировки требуют инвариантности относительно собственных преобразований Лоренца (см. Приложение 1.1). Возникает также вопрос, как ведёт себя гамильтониан по отношению к инверсии системы координат, т. е. по отношению к зеркальному отражению относительно произвольной плоскости. Такое отражение эквивалентно замене всех правовинтовых движений левовинтовыми, и наоборот. В нерелятивистском случае эта проблема не возникает, так как оба типа взаимодействия 1-1 и $\sigma \cdot \sigma$, инвариантные относительно вращений, инвариантны и относительно пространственной инверсии**. В релятивистской теории это не выполняется. Действительно, эксперименты по изучению четности показали, что β -взаимодействие не инвариантно относительно пространственной инверсии (см. гл. 4). Пока же станем на «классическую» точку зрения, существовавшую до 1957 г. и основывающуюся на предположении, что β -взаимодействие должно быть истинным скаляром, иначе говоря, инвариантом как относительно пространственной инверсии, так и относительно преобразований Лоренца. Теперь известно, что это неверно, но, вообще говоря, нет никаких оснований а priori предполагать, что в законах природы существует какая-то асимметрия по отношению к право- и левовинтовым

* Действительно, предположим, что \mathcal{L} — плотность лагранжиана, инвариантная относительно преобразований Лоренца. Согласно теории поля, эта инвариантность приводит к лоренц-инвариантности уравнений поля. Для β -взаимодействия \mathcal{L} зависит только от волновых функций, а не от их производных. Плотность гамильтониана $\mathcal{H} = -\mathcal{L}$ поэтому она также является инвариантом. С другой стороны, энергия — компонента, лежащая на пересечении четвертой столбца и четвертой строки тензора энергии — импульса, поэтому она не инвариант.

** Этот вывод справедлив только в том случае, если (как здесь и предполагалось) взаимодействие не содержит производных волновых функций.

движениям, которую сейчас признают, поскольку четность не сохраняется. Классическая трактовка может быть использована для объяснения многих важных экспериментов по β -распаду, связанных с электрон-нейтринными угловыми корреляциями, продолжительностью жизни и энергетическими спектрами. Кроме того, для иллюстрации красивого и дедуктивного подхода, с помощью которого теория β -распада постепенно пришла к ее современному состоянию, существенно сначала рассмотреть старый вариант и затем видоизменить его в соответствии с потребностями новых экспериментальных открытий. Поэтому до конца этой главы мы используем старый вариант теории. Оказывается, что из 256 независимых возможных типов β -взаимодействий только пять могут образовать истинные скаляры. Один из них, так называемое скалярное взаимодействие, имеет вид

$$\mathcal{H}_S = g_S (\bar{\psi}_p Q^+ \psi_n) (\bar{\psi}_e \psi_\nu) = g_S (\bar{\psi}_p^+ Q^+ \beta \psi_n) (\psi_e^+ \beta \psi_\nu). \quad (3.16)$$

Это выражение выглядит почти так же, как и в нерелятивистском случае, за исключением того, что ψ — сопряженная волновая функция — определена немного иначе, чем в нерелятивистском случае, а именно: $\bar{\psi} = \psi^+ \beta$, где ψ^+ — эрмитово-сопряженная функция, а β — одна из матриц Дирака (более подробно см. Приложение 2.2). Это взаимодействие называется скалярным, так как оба коварианта $\bar{\psi}_p \psi_n$ и $\bar{\psi}_e \psi_\nu$ — скаляры.

Второй возможный тип взаимодействия можно записать в виде:

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_V &= g_V \sum_{\mu} (\bar{\psi}_p Q^+ \gamma_{\mu} \psi_n) (\bar{\psi}_e \gamma_{\mu} \psi_\nu) = \\ &= g_V (\bar{\psi}_p^+ Q^+ \psi_n) (\psi_e^+ \psi_\nu) - g_V (\bar{\psi}_p^+ Q^+ \alpha \psi_n) (\psi_e^+ \alpha \psi_\nu), \end{aligned} \quad (3.17)$$

где γ_{μ} — гамма-матрицы (см. Приложение 2.2). Взаимодействие (3.17) было фактически предложено Ферми в его оригинальной работе по теории β -распада; оно называется векторным (V) взаимодействием, так как каждый из ковариантов $\bar{\psi}_p \gamma_{\mu} \psi_n$ и $\bar{\psi}_e \gamma_{\mu} \psi_\nu$ преобразуется как 4-вектор. Произведение двух этих ковариантов, конечно, является скаляром, поскольку это скалярное произведение двух векторов.

Перечислим три других возможных типа взаимодействий: тензорное (T)

$$\begin{aligned} \mathcal{K}_T &= g_T \sum_{\mu < \lambda} (\tilde{\psi}_\mu Q^+ \gamma_\mu \gamma_\lambda \psi_n) (\tilde{\psi}_\nu \gamma_\mu \gamma_\lambda \psi_\nu) - \\ &= g_T (\psi_p^\dagger Q^+ \beta \sigma \psi_n) (\tilde{\psi}_p^\dagger \beta \sigma \psi_n) + g_T (\psi_p^\dagger \beta \alpha \psi_n) (\psi_e^\dagger \beta \alpha \psi_e); \quad (3.18) \end{aligned}$$

аксиально-векторное (A)

$$\begin{aligned} \mathcal{K}_A &= g_A (\tilde{\psi}_p Q^+ i \gamma_5 \gamma_\mu \psi_n) (\tilde{\psi}_e i \gamma_5 \gamma_\mu \psi_e) = \\ &= g_A (\psi_p^\dagger Q^+ \sigma \psi_n) (\psi_e^\dagger \sigma \psi_e) - g_A (\psi_p^\dagger Q^+ \gamma_5 \psi_n) (\psi_e^\dagger \gamma_5 \psi_e); \quad (3.19) \end{aligned}$$

псевдоскалярное (P)

$$\begin{aligned} \mathcal{K}_P &= g_P (\tilde{\psi}_p Q^+ \gamma_5 \psi_n) (\tilde{\psi}_e \gamma_5 \psi_e) = \\ &= g_P (\psi_p^\dagger Q^+ \beta \gamma_5 \psi_n) (\psi_e^\dagger \beta \gamma_5 \psi_e). \quad (3.20) \end{aligned}$$

Во всех случаях в названии взаимодействия отражены трансформационные свойства ядерного коварианта $\psi_p^\dagger \sigma \psi_n$. В классической теории β -распада лептонный ковариант $\psi_e^\dagger \sigma \psi_e$ преобразуется по тем же законам. Как мы позже увидим, это не выполняется для членов с не сохраняющейся четностью.

Нерелятивистское рассмотрение нуклонов. В случае ядерного β -распада хорошей аппроксимацией, по крайней мере для нуклонов, является нерелятивистское приближение. Это значит, что можно пренебречь всеми членами, явно или неявно пропорциональными скорости v_n нуклона (или высшим степеням v_n), и положить в нуклонном коварианте $\beta=1$. Однако лептоны по-прежнему будем считать релятивистскими. Тогда скалярное взаимодействие запишется так:

$$g_S (\psi_p^\dagger Q^+ \beta \psi_n) (\psi_e^\dagger \beta \psi_e). \quad (3.21)$$

Это выражение почти не отличается от аналогичного выражения для нерелятивистского взаимодействия Ферми. Различие заключается в наличии множителя β в лептонном коварианте. Векторное V взаимодействие принимает вид

$$g_V (\psi_p^\dagger Q^+ \psi_n) (\psi_e^\dagger \psi_e). \quad (3.22)$$

В нерелятивистском случае, как и во взаимодействии, впервые рассмотренном Ферми, член, содержащий $\langle \alpha \rangle$,

опущен, так как для типичного нуклона в ядре $\langle \alpha \rangle \approx \approx \langle v_n/c \rangle \sim 0,1$. Оба эти типа взаимодействия приводят к правилам отбора Ферми:

$$\Delta I = 0, \quad \pi_i = \pi_f. \quad (3.23)$$

Тензорное T и аксиально-векторное A взаимодействия сводятся к следующим выражениям:

$$g_T \sum_{\mu} (\psi_p^\dagger Q^+ \sigma_{\mu} \psi_n) (\psi_e^\dagger \beta \sigma_{\mu} \psi_e), \quad (3.24)$$

$$g_A \sum_{\mu} (\psi_p^\dagger Q^+ \sigma_{\mu} \psi_n) (\psi_e^\dagger \sigma_{\mu} \psi_e). \quad (3.25)$$

Это взаимодействия Гамова—Теллера с правилами отбора

$$\Delta I = 0, \quad \pm 1; \quad 0 \rightarrow 0 \text{ запрещен}; \quad \pi_i = \pi_f. \quad (3.26)$$

Взаимодействия (3.24) и (3.25) различаются тем, что и в этом случае в тензорном взаимодействии есть матрица β . P -взаимодействие в нашем случае совсем не следует учитывать, так как $\psi_p \gamma_5 \psi_n$ обращается в нуль при малых скоростях нуклонов. Наконец, запишем для скорости нуклона, в пределе стремящейся к нулю, энергетический спектр электронов согласно релятивистскому, но классическому рассмотрению. Используем безразмерные константы связи C_i , определяемые из соотношений (3.11).

Распределение по энергиям имеет вид

$$\begin{aligned} N(L) dE &= \frac{m^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} g^2 F(\pm Z, E) \left[(C_S^2 + C_V^2) \left| \int 1 \right|^2 + \right. \\ &+ \left. (C_T^2 + C_A^2) \left| \int \sigma \right|^2 \pm \frac{2m c^2}{E} (C_S C_V \left| \int 1 \right|^2 + C_T C_A \left| \int \sigma \right|^2) \right] \times \\ &\times p E (E_0 - E)^2 dE. \quad (3.27) \end{aligned}$$

Знак плюс или минус следует выбирать соответственно для β^- - и β^+ -распада. Вывод этой формулы дан в Приложении 4.

Фирцевские интерференционные члены. Энергетический спектр имеет статистическую форму, если не присутствуют одновременно два взаимодействия: скалярное и векторное или тензорное и аксиально-векторное. В последнем случае мы должны были бы получить характерное отклонение от спектра статистической формы, обусловленное фирцевскими интерференционными членами.

ми (члены $1/E$) [183]. Детальный анализ исследованных β -спектров показал, однако, что фирцевские члены либо должны отсутствовать, либо очень малы.

Верхние пределы для фирцевского интерференционного члена во взаимодействиях Гамова—Теллера и Ферми соответственно равны: $b_{GT} = -0,01 \pm 0,02$ [400] и $b_{\Phi} = 0,00 \pm 0,10$ [402]. Графики Кюри для разрешенных β -спектров с очень хорошей точностью аппроксимируются прямыми (см. разд. 2.4). Если отбросить такие члены, то выражение для β -спектра сводится к рассмотренному нерелятивистскому выражению при условии, что

$$C_{\Phi}^2 = C_S^2 + C_V^2, \quad C_{GT}^2 = C_T^2 + C_A^2. \quad (3.28)$$

Кроме того, можно показать, что для двухкомпонентного нейтрино фирцевские интерференционные члены тождественно равны нулю.

3.2. ВЕЛИЧИНЫ $f t$

Отличительной чертой ядерного β -распада является обнаруженная опытным путем большая вариация значений периодов полураспада. Они попадают в интервал от десятых долей секунды до 10^{16} лет. Однако β -излучатели даже с самыми короткими периодами полураспада оказываются долгоживущими по ядерной шкале времени, так как характерное ядерное время порядка 10^{-21} сек. Это, по-видимому, обусловлено слабостью β -взаимодействия и поэтому малостью констант связи. Такая вариация периодов полураспада обусловлена двумя основными причинами.

Прежде всего различные β -распады можно объединить в группы, зависящие от величины углового момента, уносимого электрон-нейтринной парой, т. е. от изменения углового момента ядра, а также от того, меняется или нет четность ядерного состояния при переходе. Вероятность перехода определяется амплитудой волновых функций электрона и нейтрино в ядре при условии, что остальные величины одинаковы. Эти амплитуды максимальны, если обе частицы не уносят углового момента, по крайней мере орбитального углового момента, и если четность не меняется. Тогда получаем разрешенный переход, подчиняющийся правилам отбора Ферми или Гамова—Теллера: $\Delta I = 0$ или $0, \pm 1$ в зависимости от того, будут спины электрона и нейтрино антипараллельными или параллельными.

Вторая причина вариации периодов полураспада связана с величиной энергии β -распада. Вероятность распада зависит от фазового пространства лептонов, которое очень быстро растет с увеличением энергии. Кроме того, существенно влияние ядерного кулоновского поля на волновую функцию электрона, в результате чего период полураспада β -излучателей должен зависеть от атомного номера ядра. Конечно, энергия и кулоновский эффект прямо не связаны с деталями, характеризующими ядерные состояния. Поэтому было бы желательно разделить эти эффекты, чтобы изучать в явном виде зависимость вероятности β -переходов от волновых функций, характеризующих ядерные состояния. Это можно выполнить, если характеризовать β -распад не его периодом полураспада, а сравнительным периодом полураспада $f t$, где f учитывает влияние энергии и кулоновского поля на период полураспада t . Тогда два ядра одной и той же структуры, но с различными энергиями и различными ядерными зарядами будут иметь различные периоды полураспада t , но одинаковые $f t$.

Для определения f будем исходить из предположения, что все β -спектры имеют статистическую форму (см. стр. 45). Это, конечно, не выполняется для некоторых запрещенных β -спектров, но такие исключения не могут существенно менять обсуждаемую здесь картину. Предположим также, что отсутствуют фирцевские интерференционные члены. Тогда полную вероятность β -распада за секунду можно получить, интегрируя β -спектр

$$\omega = \frac{m^2 c^4}{\hbar^7} \cdot \frac{G}{2\pi^3} |M|^2 f = \frac{m c^2}{\hbar} \cdot \frac{G^2}{2\pi^3} |M|^2 f, \quad (3.29)$$

где множитель $|M|^2 = C_{\Phi}^2 \int |\sigma|^2 + C_{GT}^2 \int |\sigma|^2$ — приведенная вероятность перехода, которая зависит от относительной величины вкладов взаимодействий Ферми и Гамова—Теллера и от величины ядерных матричных элементов и не зависит от энергии распада; G — безразмерная величина, определенная уравнением (2.24). Величина f получается в результате интегрирования выражения для электронного спектра (независимо от ядерного состояния и формы β -взаимодействия):

$$f = \int_1^{E_0} F(Z, E) E (E^2 - 1)^{1/2} (E_0 - E)^2 dE. \quad (3.30)$$

Для разрешенных переходов мы используем индекс 0, чтобы указать нулевой порядок запрещения. Интересно

рассмотреть предельный вид f_0 . Предположим для простоты, что кулоновское поле отсутствует, т. е. $Z=0$. В этом случае $F=1$ и f_0 можно выразить в явном виде:

$$f_0 = (E_0^2 - 1)^{1/2} \left(\frac{E_0^4}{30} - \frac{3E_0^2}{20} - \frac{2}{15} \right) + \frac{E_0}{4} \ln(E_0 + \sqrt{E_0^2 - 1}).$$

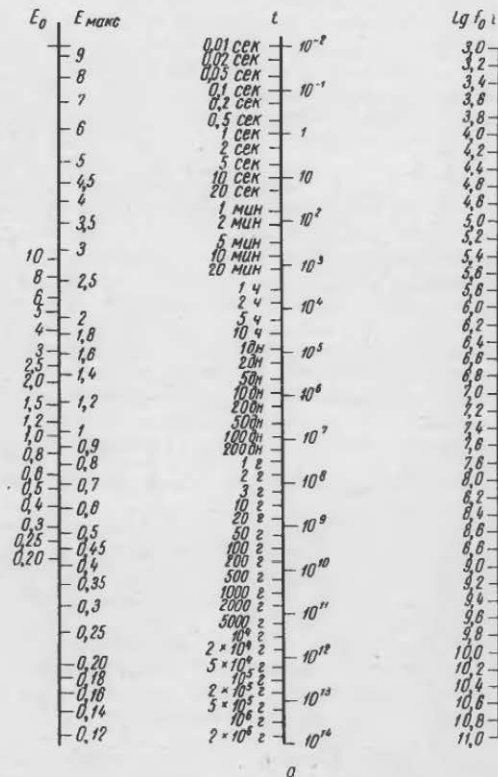
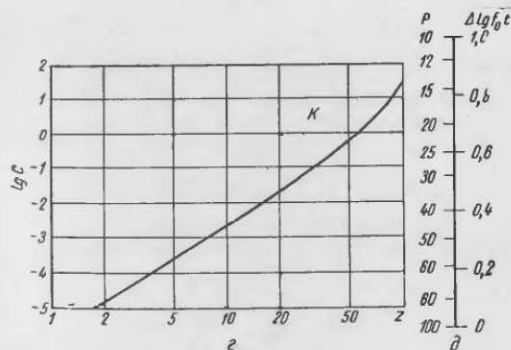
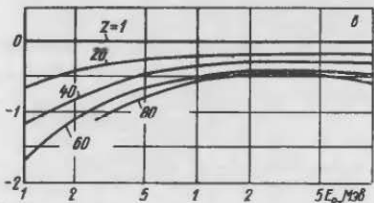
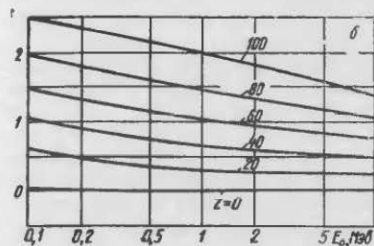


Рис. 3.2. К методу нахождения $\lg ft$.

Z — атомный номер первичного ядра; t — полный период полураспада % (если нет разветвлений, $p=100\%$); $E_{\text{макс}}$ — максимальная кинетическая энергия β^- частиц, Мэв; E_0 — полная энергия, выделяющаяся при распаде.

В предельных случаях малых и больших энергий распада получаем

$$\begin{cases} f_0 = 0,216(E_0 - 1)^{1/2}, & E_0 - 1 \ll 1; \\ f_0 = E_0^5/30, & E_0 \gg 1. \end{cases} \quad (3.31)$$



Используемые обозначения:

p — относительная вероятность рассматриваемого типа распада, %; E_0 — полная энергия, выделяющаяся при распаде.

Значение f_0 можно получить из графиков, составленных Финбергом и Триггом [173]. Более точные вычисления функции f_0 для сверхразрешенных β -переходов были выполнены в работе [327]. Однако и здесь имеются дополнительные поправки (порядка нескольких процентов), обусловленные электронным экранированием, которое следует учитывать в точных расчетах (см. разд. 7.3). Здесь опишем метод быстрого нахождения величин $\lg f_0 t$ [325]. На рис. 3.2, а приведены шкала энергий E_0 , шкала периодов полураспада t и шкала значений $\lg f_0 t$. Если происходит переход из некоторого начального в одно и то же конечное состояние, то E_0 для K -захвата равно $E_{0 \text{ макс}}$ для β^+ -распада плюс 1,02 Мэв.

Процедура получения $\lg f_0 t$ следующая.

1. Используя рис. 3.2, а, сначала получают $\lg f_0 t$. Для этого находят на шкале E_0 значения E_0 для K -захвата, $E_{\text{макс}}$ для β^+ -распада. Расположив край линейки так, чтобы он проходил через данные значения E_0 (или $E_{\text{макс}}$) и t , отмечают место пересечения шкалы $\lg f_0 t$.

2. С помощью рис. 3.2, б—г находят соответственно для β^- , β^+ -распада и K -захвата значения $\lg C$.

3. Используя рис. 3.2, д, получают для $p < 100$ значения $\Delta \lg ft$. Если $p = 100$, то $\Delta \lg ft = 0$.

4. $\lg ft = \lg f_0 t + \lg C + \Delta \lg ft$. Более подробно метод описан в работе [325].

Видно, что f быстро меняется с энергией. Таким образом, следует ожидать, что сравнительный период полураспада ft будет изменяться значительно медленнее самого периода полураспада. Тем не менее даже величины $f_0 t$ значительно меняются от ядра к ядру и по этой причине удобнее характеризовать распад величиной $\lg f_0 t$. Так как число переходов за 1 сек при β -распаде

$$\omega = \frac{1}{t_{\text{cp}}} = \frac{\ln 2}{t_{1/2}}, \quad (3.32)$$

д: $t_{1/2}$ — парциальный период полураспада обсуждаемого типа β -перехода, сравнительный период полураспада

$$ft = \frac{h}{mc^2} \cdot \frac{2\pi^5}{G^2} \cdot \frac{\ln 2}{|M|^2} = \frac{B}{|M|^2}. \quad (3.33)$$

Если β -взаимодействие одинаково для всех ядер (т. е. $B = \text{const}$), то любые вариации ft при переходе от ядра к ядру для разрешенных переходов могут возникнуть только в результате изменений матричных элемен-

тов $\int 1$ и $\int \sigma$. Для запрещенных β -спектров, для которых изменяется четность или спин на две или большее число единиц, обе величины, $\int 1$ и $\int \sigma$, должны обращаться в нуль, тогда $|M|^2 = 0$ и $ft \rightarrow \infty$. Однако присутствие членов, соответствующих «запаздыванию», обусловленному скоростью движения источника, приводит к распаду и в этом случае. Правда, обычно эти члены очень малы и хотя для запрещенных спектров часто получают форму, отличную от формы разрешенных спектров, все же удобно определить f так же, как и для разрешенных спектров, поскольку ft с достаточной точностью указывает степень запрещения любых ядерных переходов. Однако для более точных сравнений при вычислении значений ft необходимо учитывать фактор формы (см. разд. 3.3).

3.3. КЛАССИФИКАЦИЯ β -ПЕРЕХОДОВ

Разместив β -переходы в порядке возрастания величин ft (см. табл. 3.1 и 3.2), видим, что можно выделить

Таблица 3.1

Классификация β -переходов по значениям ft

Тип перехода	Правило отбора	$\lg f_0 t$	$\lg ft$	Примечание
<i>Разрешенные:</i>				
сверхразрешенные	$\Delta I = 0, \pm 1$ (нет)	$3,5 \pm 0,2$	—	См. табл. 3.3
затрудненные	$\Delta I = 0, \pm 1$ (нет)	$5,7 \pm 1,1$	—	—
<i>Запрещенные:</i>				
однократно запрещенные	$\Delta I = 0, \pm 1$ (да)	$7,5 \pm 1,5$	—	—
уникальные однократно запрещенные	$\Delta I = \pm 2$ (да)	—	$8,5 \pm 0,7$	—
двукратно запрещенные	$\Delta I = \pm 2$ (нет)	$12,1 \pm 1,0$	—	$^{36}\text{Cl}, ^{80}\text{Tc},$ $^{129}\text{I}, ^{136}\text{Cs}, ^{137}\text{Cs},$ $^{10}\text{B}, ^{22}\text{Na}$
уникальные двукратно запрещенные	$\Delta I = \pm 3$ (нет)	—	$11,7 \pm 0,9$	—
трехкратно запрещенные	$\Delta I = \pm 3$ (да)	$18,2 \pm 0,6$	—	^{87}Rb
уникальные трехкратно запрещенные	$\Delta I = \pm 4$ (да)	—	15,2	^{40}K
четырекратно запрещенные	$\Delta I = \pm 4$ (нет)	22,7	—	^{115}In

Таблица 3.2

Распределение значений $lg ft$ для разрешенных и запрещенных β -переходов [215]

$lg ft$ или $lg ft$	Сверхразрешенные*	Разрешенные	Однократно запрещенные		Двукратно запрещенные	
			неуникальные	уникальные	неуникальные	уникальные
2,8—3,2	6	—	—	—	—	—
3,3—3,7	25**	1	—	—	—	—
3,8—4,2	—	8	—	—	—	—
4,3—4,7	—	57	—	—	—	—
4,8—5,2	—	120	8	—	—	—
5,3—5,7	—	99**	5	—	—	—
5,8—6,2	—	74	24	—	—	—
6,3—6,7	—	47	57	—	—	—
6,8—7,2	—	25	40	1	—	—
7,3—7,7	—	20	57**	1	—	—
7,8—8,2	—	9	38	28	—	—
8,3—8,7	—	5	25	35**	—	—
8,8—9,2	—	9	21	10	—	—
9,3—9,7	—	—	3	7	1	—
9,8—10,2	—	—	5	2	—	—
10,3—10,7	—	1	2	1	1	1
10,8—11,2	—	—	1	2	3	1
11,3—11,7	—	—	1	—	2	1**
11,8—12,2	—	—	5	—	4**	1
12,3—12,7	—	—	2	—	3	2
12,8—13,2	—	—	—	—	3	—
>13,3	—	—	1	—	3	—
Всего	33	475	295	87	20	6

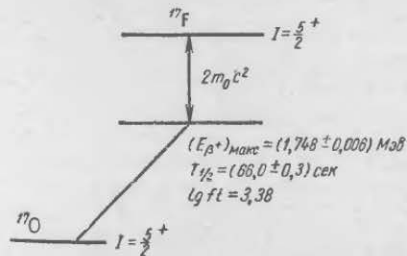
* Мы включили сюда также переходы $0^+ \rightarrow 1^+$ в ${}^6\text{He}$, ${}^{16}\text{C}$, ${}^{14}\text{O}$, ${}^{14}\text{F}$, ${}^{16}\text{Ne}$.
 ** Среднее значение.

три основные частично перекрывающиеся группы. Для сверхразрешенных переходов значения $lg ft$ попадают в интервал от 3 до 4. Эти переходы встречаются только в легких ядрах. Они относятся к разрешенным переходам. причем считают, что ядерные волновые функции начального и конечного состояний так сильно перекрываются, что по порядку величины матричные элементы $\int I$ и $\int \sigma$ равны единице. Сверхразрешенные переходы обсуждены ниже.

Изучая такие переходы, можно получить подробную информацию о ядерных волновых функциях, а также о природе β -взаимодействия.

Разрешенные переходы, для которых значение $lg ft$ попадает в основном в интервал от 4 до 6, называются затрудненными. Эти переходы встречаются главным образом при распаде средних и тяжелых ядер. Существуют независимые доказательства, основанные на представлении оболочечной модели, что в этих переходах (по крайней мере во многих случаях) изменение спина равно нулю или единице и четность не меняется. Таким образом, в затрудненных переходах относительно небольшая по сравнению со сверхразрешенными переходами вероятность распада не может быть обусловлена правилом отбора по угловому моменту, а скорее должна являться следствием относительно слабого перекрывания волновых функций начального и конечного состояний нуклонов (более подробное обсуждение см. на стр. 91). Для запрещенных переходов $lg ft > 6$, а изменение четности и спина запрещены правилами отбора для разрешенных переходов, поэтому разрешенные матричные элементы $\int I$ и $\int \sigma$ должны обращаться в нуль (см. стр. 92—120).

Сверхразрешенные переходы. Для сверхразрешенных переходов (встречаются только среди легких ядер) $lg ft < 4$. Существует два основных типа сверхразрешенных переходов. К первому относятся *зеркальные переходы в нечетно-четных ядрах*. В качестве одного из примеров рассмотрим переход ${}^{17}\text{F} \rightarrow {}^{17}\text{O}$:



Основные состояния ядер ${}^{17}\text{F}$ и ${}^{17}\text{O}$ отличаются тем, что количество нейтронов (протонов) в ядре ${}^{17}\text{F}$ равно количеству протонов (нейтронов) в ${}^{17}\text{O}$, причем они имеют

один и тот же спин $I=5/2$. Разность энергий в зеркальном переходе фактически обусловлена разностью масс нейтрона и протона и большей кулоновской энергией ядра с большим Z . Значения ft для этой группы попадают в интервал от 1000 до 5000. Матричный элемент Ферми $\int I$ равен единице, поскольку один из протонов превращается в нейтрон; матричный элемент Гамова—Теллера $\int \sigma$ (он приводит к переворачиванию спина) более существенно зависит от ядерного состояния.

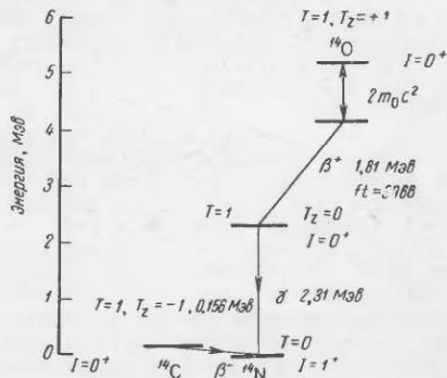


Рис. 3.3. Изотопический триплет ^{14}O , ^{14}N и ^{14}C .

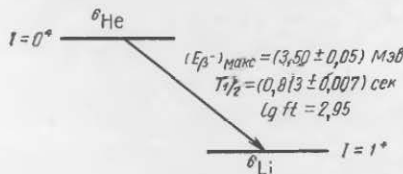
Другой тип сверхразрешенных переходов встречается в четных ядрах с $A=4n+2$. Примером такого перехода является распад $^{14}_8\text{O}_6 \rightarrow ^{14}_7\text{N}_7$ (рис. 3.3). Ядро ^{14}O —четно-четное, поэтому имеет спин $I=0$. Предполагают, что и состояние ^{14}N также 0^+ (фактически оно является аналогом состоянием ^{14}O). Основное состояние ^{14}C представляет собой третий член изотопического триплета ^{14}C , ^{14}N и ^{14}O ($T=1$), z -компоненты T_z которого равны соответственно -1 , 0 и 1 . Состояние 0^+ в ^{14}N в известном смысле подобно состоянию ^{14}O , за исключением того, что в ^{14}O мы имеем два протона, один из которых в ^{14}N должен быть заменен нейтроном. Для такого перехода ($0^+ \rightarrow 0^+$) матричный элемент $\int \sigma$ должен обращаться в нуль, так как электрон-нейтринная пара не

может унести угловой момент, равный единице, а матричный элемент $\int I$ в этом случае равен $\sqrt{2}$. В этом можно убедиться, если записать волновую функцию ^{14}O в виде pp , а волновую функцию ^{14}N — в виде $(pp+pn)/\sqrt{2}$, считая оба ядра, ^{14}O и ^{14}N , двухчастичными системами. Тогда

$$\int I = \langle \Psi_{i,14\text{N}} | \Sigma Q^-(i) | \Psi_{i,14\text{O}} \rangle = \left\langle \frac{n(1)p(2) + p(1)n(2)}{\sqrt{2}} | Q^-(1) + Q^-(2) | p(1)p(2) \right\rangle.$$

Поскольку $Q^-p=n$, то $\int I = \sqrt{2}$; следовательно, $|\int I|^2=2$. Этот вывод не изменится и в том случае, если мы используем для ядра многочастичные волновые функции (поскольку они являются собственными функциями изотопического спина). Наличие переходов $0 \rightarrow 0$ доказывает существование в β -распаде конечной константы связи фермиевского типа $g_{\text{Ф}}$. Обе величины, ft и $\int I$, в этом случае известны, поэтому из продолжительности жизни ^{14}O можно получить абсолютное значение константы связи $g_{\text{Ф}} = 1,415 \cdot 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3$. Безразмерная константа связи $G_{\text{Ф}} \sim 3,0 \cdot 10^{-12} = 1,0 \cdot 10^{-5} \times (m_e/m_p)^2$. (Более подробно см. разд. 7.3.)

Нет почти никаких сомнений в том, что ^6He , подобно всем другим четно-четным ядрам, находится в состоянии 0^+ [117]; измеренный спин ^6Li равен 1. Таким образом, спин меняется на единицу. Поэтому матричный элемент Ферми равен нулю. Этот распад может быть обусловлен только взаимодействием Гамова—Теллера:



Значение ft , равное в этом случае 800, одно из самых малых значений среди известных β -переходов. Факт существования распадов ^{14}O и ^6He дает доказательство того, что в β -распаде участвуют взаимодействия Ферми и Гамова—Теллера. Конечно, на основании одного

лишь изучения значений ft нельзя ничего сказать о том, какой тип взаимодействия Ферми (S или V) и Гамова — Теллера (T или A) встречается. Зная матричный элемент $\int \sigma$ для ${}^6\text{He}$, мы могли бы непосредственно получить значение для относительной константы связи, предполагая, что это взаимодействие одинаково во всех ядрах. Действительно, для простой модели спин-орбитальной связи LS (предполагая, что она дает хорошую аппроксимацию для ядер с $A=6$), получим $|\int \sigma|^2=6$. Эмпирическое значение ft тогда дает $g_{\Gamma} \sim 1,6 \times 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3$. Следовательно, константа связи для переходов Гамова — Теллера немного больше константы переходов Ферми. Это, однако, довольно грубая оценка, так как $|\int \sigma|^2$ зависит от деталей ядерной структуры.

Правила отбора по изотопическому спину в β -распаде. В своей оригинальной работе, посвященной теории β -распада, Ферми впервые выразил матричный элемент векторного взаимодействия (известного теперь под названием взаимодействия Ферми) через компоненты операторов изотопического спина τ_{\pm}^* :

$$\left| \int 1 \right| = \left| \Psi_f^\dagger \sum_i \frac{1}{\sqrt{2}} \tau_{\pm}(i) \Psi_i dr \right| = \sqrt{2} \left| \int \Psi_f^\dagger T_{\pm} \Psi_i dr \right|, \quad (3.34)$$

где $\tau_{\pm} = (\tau_x \pm i\tau_y) / \sqrt{2}$.

Введенные величины τ_x , τ_y и τ_z , аналогичные спиновым матрицам Паули σ_x , σ_y , σ_z , образуют три компоненты оператора изотопического спина τ_i ; $\tau_{\pm}(i)$ — оператор изотопического спина для i -го нуклона; T_{\pm} — оператор полного изотопического спина $T = \sum_i \tau(i) / 2$. Их матричное представление совпадает с представлением оператора спина $S = \sum_i \sigma(i) / 2$:

$$\tau_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad \text{и} \quad \tau_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (3.35)$$

* Используемый здесь оператор τ по знаку противоположен оператору, введенному впервые Гейзенбергом. Это изменение соответствует современным обозначениям, принятым в физике элементарных частиц.

Поэтому операторы τ_{\pm} в матричной форме имеют вид

$$\tau_+ = \sqrt{2} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau_- = \sqrt{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (3.36)$$

Функции изотопического спина для протона и нейтрона соответственно равны

$$\pi = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \alpha = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}.$$

Тогда ясно, что

$$\tau_+ \psi_p = 0, \quad \tau_- \psi_p = \sqrt{2} \psi_n, \quad (3.37)$$

$$\tau_+ \psi_n = \sqrt{2} \psi_p, \quad \tau_- \psi_n = 0.$$

Физический смысл операторов τ_{\pm} очевиден: τ_+ уничтожает протонное состояние и преобразует нейтрон в протон, а τ_- уничтожает нейтронное состояние и превращает протон в нейтрон. Операторы τ_{\pm} можно выразить через операторы Q , введенные в гл. 2: $\tau_{\pm} = \sqrt{2} Q^{\pm}$.

Оператор полного изотопического спина T_{\pm} , входящий в матричный элемент Ферми, может связывать состояния только с одинаковым изотопическим спином T ; он увеличивает (при знаке плюс) и уменьшает (при знаке минус) компоненту T_z на единицу. Это приводит к следующим правилам отбора по изотопическому спину для β -переходов Ферми:

$$\Delta T = \Delta I = 0, \quad \Delta T_z = \pm 1 \text{ (нет)}. \quad (3.38)$$

Для переходов, в которых T меняется, матричный элемент Ферми должен обращаться в нуль. По-видимому, это выполняется для всех β -переходов между низколежащими состояниями, за исключением переходов в зеркальных ядрах или ядрах с $N=Z$, т. е. переходов, в которых по крайней мере одно из ядер имеет $|N-Z| \geq 3$. Так как для низколежащих состояний

$$T = |T_z| = |N - Z| / 2, \quad (3.39)$$

T должно меняться при переходе. Очевидно, что для таких переходов матричный элемент Ферми действительно очень мал. Матричный элемент $\int 1$ для переходов

Таблица 3.3

Данные о сверхразрешенных переходах

Переходы	Спин	$t_{1/2}$, сек	$F_{\text{мвкс}}$, кэв	ft , сек	Литература
$1^0_0\text{H} \rightarrow 1^1_1\text{H}$	1/2	$11,7 \pm 0,3$ мин	782 ± 1	1187 ± 35	[410]
$3^1_1\text{H} \rightarrow 3^3_2\text{He}$	1/2	$3,870 \cdot 10^8$	$18,65 \pm 0,2$	1132 ± 40	[244] [155]
$7^4_4\text{Be} \rightarrow 7^3_3\text{Li}$	3/2	$53,38 \pm 0,13$ дн.	863 ± 2 (87,7%)	2300 ± 78	[5]
7^7_3Li	3/2 → 1,2		386 ± 2 (12,3%)	3600 ± 122	[5]
$11^1_0\text{C} \rightarrow 5^1_1\text{B}$	3/2	1224 ± 6	968 ± 8	4030 ± 150	[5]
$13^7_7\text{N} \rightarrow 6^3_2\text{C}$	1/2	603 ± 2	1202 ± 5	4700 ± 80	[5]
$15^8_8\text{O} \rightarrow 7^3_2\text{N}$	1/2	$124,0 \pm 0,5$	1739 ± 2	4475 ± 30	[5]
$17^9_9\text{F} \rightarrow 8^3_2\text{O}$	5/2	$66,0 \pm 0,5$	1748 ± 6	2380 ± 40	[249]
$19^{10}_{10}\text{Ne} \rightarrow 9^3_2\text{F}$	1/2	$19,5 \pm 1,0$	2240 ± 10	1900 ± 100	[165]
$21^{11}_{11}\text{Na} \rightarrow 10^3_2\text{Ne}$	(3/2)	$22,8 \pm 0,22$	2508 ± 17	3500 ± 250	[165]
$23^{12}_{12}\text{Mg} \rightarrow 11^3_2\text{Na}$	3/2	$12,04 \pm 0,09$	3056 ± 15	4480 ± 200	[165]
$25^{13}_{13}\text{Al} \rightarrow 12^3_2\text{Mg}$	5/2	$7,23 \pm 0,03$	3239 ± 6	4280 ± 350	[165]
$27^{14}_{14}\text{Si} \rightarrow 13^3_2\text{Al}$	5/2	$4,19 \pm 0,05$	3793 ± 8	4500 ± 100	[165]
$29^{15}_{15}\text{P} \rightarrow 14^3_2\text{Si}$	(1/2)	$4,23 \pm 0,05$	3926 ± 9	4740 ± 200	[165]
$31^{16}_{16}\text{S} \rightarrow 15^3_2\text{P}$	1/2	$2,61 \pm 0,03$	4428 ± 17	4820 ± 250	[165]
$33^{17}_{17}\text{Cl} \rightarrow 16^3_2\text{S}$	3/2	$2,53 \pm 0,04$	4553 ± 12	6000 ± 500	[165]
$35^{18}_{18}\text{Ar} \rightarrow 17^3_2\text{Cl}$	3/2	$1,804 \pm 0,012$	4948 ± 30	5680 ± 400	[165]
$37^{19}_{19}\text{K} \rightarrow 18^3_2\text{Ar}$	3/2	$1,23 \pm 0,02$	5128 ± 50	4250 ± 500	[165]
$39^{20}_{20}\text{Ca} \rightarrow 19^3_2\text{K}$	3/2	$0,877 \pm 0,006$	5468 ± 40	4150 ± 300	[165]
$41^{21}_{21}\text{Sc} \rightarrow 40^3_2\text{Ca}$	7/2	$0,87 \pm 0,05$	4940 ± 50	2560 ± 160	[165]
$6^6_2\text{He} \rightarrow 6^3_3\text{Li}$	0 → 1	$0,813 \pm 0,007$	3500 ± 20	808 ± 32	[5]
$10^6_6\text{C} \rightarrow 10^5_5\text{B}^*$	0 → 1	$19,1 \pm 0,8$	2100 ± 100	1700 ± 150	[5]
$10^6_6\text{C} \rightarrow 10^5_5\text{B}^*$	0 → 0	1160 ± 150	1080 ± 100	5900 ± 2700	[5]

Продолжение табл. 3.3

Переходы	Спин	$t_{1/2}$, сек	$F_{\text{мвкс}}$, кэв	ft , сек	Литература
$14^8_8\text{O} \rightarrow 14^7_7\text{N}$	0 → 0	$71,36 \pm 0,09$	$1812,6 \pm 1,4$	3066 ± 10	[47]
$18^9_9\text{F} \rightarrow 18^8_8\text{O}$	1 → 0	6660 ± 60	649 ± 9	4169 ± 158	[5]
$18^{10}_{10}\text{Ne} \rightarrow 9^3_2\text{F}$	0 → 1	$1,6 \pm 0,2$	3200 ± 200	$794,4 \pm 1,6$	[5]
$26^{13}_{13}\text{Al} \rightarrow 25^{12}_{12}\text{Mg}$	0 → 0	$6,374 \pm 0,016$	$3208,0 \pm 2,3$	3015 ± 12	[198]
$34^{17}_{17}\text{Cl} \rightarrow 34^{16}_{16}\text{S}$	0 → 0	$1,565 \pm 0,007$	$4460 \pm 4,5$	3055 ± 20	[201]
$38^{19}_{19}\text{K} \rightarrow 38^{18}_{18}\text{Ar}$	0 → 0	$0,946 \pm 0,005$	5030 ± 14	3140 ± 400	[165]
$42^{21}_{21}\text{Sc} \rightarrow 42^{20}_{20}\text{Ca}$	0 → 0	$0,6830 \pm 0,0015$	$5409 \pm 2,3$	3077 ± 9	[201]
$46^{23}_{23}\text{V} \rightarrow 46^{22}_{22}\text{Ti}$	0 → 0	$0,4239 \pm 0,0008$	$6032,1 \pm 2,2$	3088 ± 8	[201]
$50^{25}_{25}\text{Mn} \rightarrow 50^{24}_{24}\text{Cr}$	0 → 0	$0,2857 \pm 0,0006$	$6609,0 \pm 2,6$	3082 ± 9	[201]
$54^{27}_{27}\text{Co} \rightarrow 54^{26}_{26}\text{Fe}$	0 → 0	$0,1937 \pm 0,0010$	7229 ± 5	2966 ± 18	[201]

Ферми между состояниями (α, T, T_z) и (α, T, T'_z) , где α означает все переменные за исключением изотопического спина, можно представить в виде:

$$\int 1 = \langle \alpha T T_z | \tau_{\pm} / \sqrt{2} | \alpha T T'_z \rangle = \\ = [(T - T'_z)(T + T'_z + 1)]^{1/2}.$$

Это выражение можно переписать так:

$$\int 1 = [T(T+1) - T_z T'_z]^{1/2}.$$

Например, для зеркальных переходов $T = T_z = 1/2$, $T'_z = -1/2$. Следовательно, $\int 1_{\text{зер}} = 1$. Для хорошо известных переходов $0^+ \rightarrow 0^+$: $T = 1$, $T_z = 1$, $T'_z = 0$, поэтому $\int 1_{0^+ \rightarrow 0^+} = \sqrt{2}$. Поскольку в последнем случае $|\int \sigma| = 0$, все такие переходы должны были бы иметь одинаковые значения ft . Это действительно выполняется с очень хорошей точностью (см. табл. 3.3).

Существование сильно затрудненных фермиевских переходов в результате правил отбора по изотопическому спину подтверждено многими наблюдениями. Замечательным примером служит β -переход из основного в основное состояние $^{66}_{31}\text{Ga}_{35} \rightarrow ^{66}_{30}\text{Zn}_{36}$ ($|\Delta T| = |2 - 3|$). Из-

меренные в начальном и конечном состояниях спины оказались нулевыми, а на основании оболочечной модели можно утверждать, что оба состояния имеют положительную четность. Значение $lg ft$ для этого распада равно 7,8. Это означает, что в данном случае $|\int 1|^2 \sim 10^{-2}$. За последнее время разработан (для изучения круговой поляризации) метод β - γ -угловой корреляции (разд. 4.6), положенный в основу чувствительного способа определения интерференционного члена, обусловленного взаимодействиями Ферми и Гамова—Теллера. Тем самым был установлен новый подход к определению отношения $|\int 1|^2 / |\int \sigma|^2$ для β -переходов с $\Delta T \neq 0$.

Переходы Гамова—Теллера. Матричный элемент для переходов Гамова—Теллера имеет вид

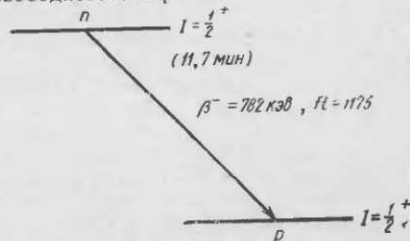
$$\left| \int \sigma_r \right| = \left| \int \Psi_f^+ \sum_i \frac{1}{\sqrt{2}} \tau_{\pm}(i) \sigma_r(i) \Psi_i dr \right|. \quad (3.40)$$

Сумма в этом выражении не может быть явно выражена через полный изотопический спин T . Однако оператор $\sum \tau_{\pm}(i) \sigma_r(i)$ имеет по отношению к T в основном такие же свойства, как и по отношению к полному спину S , т. е. $\Delta T = 0, 1$ или $|\Delta T| = 1$.

Теперь рассмотрим сверхразрешенный переход. Согласно нерелятивистской теории,

$$|M|^2 = |\int 1|^2 + R |\int \sigma|^2 = B/ft, \quad (3.41)$$

где $R = g_{TT}^2/g_{\Phi}^2$. Даже в том случае, если β -взаимодействие одинаково для всех ядер, величины $|M|^2$, а следовательно и ft , не должны оставаться постоянными, так как $|\int 1|^2$ и $|\int \sigma|^2$ меняются при переходе от ядра к ядру. Таким образом, определение величин ft для различных ядер может дать информацию об отношении констант связи в β -распаде. Рассмотрим простейший распад — распад свободного нейтрона:



В этом случае $|\int 1|^2 = 1$ и $|\int \sigma|^2 = 3$, причем это заключение однозначное, так как есть только одна частица. Экспериментальным путем для ft было найдено значение $1187 \pm 35^*$. Таким образом, мы получаем соотношение

$$(1 + 3R) 1187 = B. \quad (3.42)$$

Теперь вновь рассмотрим распад ^{14}O . Уравнение, аналогичное (3.42), дает

$$B = 2 \cdot 3066 = 6132, \quad (3.43)$$

где 2 — вычисленное значение $|\int 1|^2$ для перехода $0^+ \rightarrow 0^+$. Если предположить, что распады нейтрона и ^{14}O происходят под влиянием одного и того же β -взаимодействия, то из (3.42) получим $R = 1,39 \pm 0,04$. Следовательно, константы связи взаимодействий Ферми и Гамова—Теллера одного и того же порядка, но константа взаимодействия Гамова—Теллера несколько больше: $g_{TT}/g_{\Phi} = 1,18 \pm 0,02$. Такой вывод уже был сделан на основании сравнения распадов ^6He и ^{14}O .

Зеркальные переходы. Рассмотрим зеркальные переходы, исходя из представлений одночастичной модели — упрощенного варианта общей оболочечной модели ядра. В одночастичной модели все пары тождественных нуклонов находятся в основном состоянии со спином 0, причем в каждом одночастичном состоянии с заданным j может находиться $2j+1$ нейтронов и такое же число протонов, а уровни заполняются в порядке возрастания энергии. Таким образом, можно сделать заключение, что угловой момент основного состояния ядра с нечетным A в точности равен угловому моменту j последней нечетной частицы. Порядок следования одночастичных состояний, полученный из теории и ядерной систематики, приведен в табл. 3.4. Уровни одного и того же типа имеют близкие энергии; уровни же с различными свойствами отстоят на значительном расстоянии друг от друга, причем магические числа указывают положение больших промежутков между некоторыми группами уровней.

* Более точные расчеты Бюринга и Шоппера, учитывающие радиационные поправки (см. разд. 7.3), дают $ft = 1211 \pm 37$ для нейтрона и 3111 ± 15 для ^{14}O . Это приводит к несколько меньшему, чем данное здесь значение $g_{\Phi} = 1,403 \cdot 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3$, но практически к тому же значению для отношения $g_{TT}/g_{\Phi} = 1,175$.

Таблица 3.4

Порядок одночастичных состояний в оболочечной модели ядра

Магические числа	Нечетное число нейтронов или протонов	Уровни	Спины и четности
82	65—81 (только для нейтронов) 51—63	$s_{1/2}, d_{3/2}, h_{11/2}$	$1/2+, 3/2+, 11/2-$
50	39—49 29—37	$d_{5/2}, g_{7/2}$ $p_{1/2}, g_{9/2}$ $p_{3/2}, f_{5/2}$	$5/2+, 7/2+$ $1/2-, 9/2+$ $3/2-, 5/2-$
28	21—27	$f_{7/2}$	$7/2-$
20	17—19 15 9—14	$d_{3/2}$ $s_{1/2}$ $d_{5/2}$	$3/2+$ $1/2+$ $5/2+$
8	7 3—5	$p_{1/2}$ $p_{3/2}$	$1/2-$ $3/2-$
2	1	$s_{1/2}$	$1/2+$

Согласно одночастичной модели, последний нуклон в зеркальных переходах не меняет своего состояния, а только превращается из нейтрона в протон (или наоборот). В Приложении 5 показано, что соответствующие матричные элементы Гамова — Теллера имеют вид:

$$\left| \int \sigma \right|^2 = \frac{j+1}{j}, \text{ если } j = l + \frac{1}{2}; \quad (3.44)$$

$$\left| \int \sigma \right|^2 = \frac{j}{j+1}, \text{ если } j = l - \frac{1}{2}. \quad (3.45)$$

Для более полного ознакомления с оболочечной моделью ядра читателю следует рекомендовать работы [162, 177, 302]. В этой книге мы используем только результаты, представленные в табл. 3.4.

Ясно, что одночастичная модель наиболее оправдана для ядер, состоящих из замкнутой оболочки плюс или минус одна частица. Рассмотрим, например, зеркальный переход $^{17}\text{F} \rightarrow ^{17}\text{O}$. Здесь протон, находящийся вне остова ^{16}O , который не изменяется в процессе преобразования, превращается в нейтрон. Согласно одночастичной модели, участвующий в этом преобразовании нуклон на-

ходится в состоянии $d_{3/2}^+$, поэтому, используя (3.44), получаем $|\int \sigma|^2 = 7/5$. Аналогично описывается распад $^{15}\text{O} \rightarrow ^{15}\text{N}$. Здесь в заполненной оболочке ^{16}O не хватает одного нуклона, который должен был бы находиться на орбите $p'_{1/2}$. Однако для рассматриваемого перехода более удобно считать, что на орбите $p'_{1/2}$ есть частица, которую будем называть дыркой. При переходе от частичного описания к дырочному любой матричный элемент либо остается прежним, либо изменяет только знак. В обоих случаях квадрат матричного элемента не меняется. В данном переходе, согласно формуле (3.45), $|\int \sigma|^2 = 1/3$. Величины ft для распадов ^{17}F и ^{15}O равны соответственно 2380 и 4475. Их можно использовать наряду со значением ft для ^{14}O , чтобы получить информацию о величине отношения констант связи Гамова — Теллера и Ферми. Используя одночастичное значение $|\int \sigma|^2$, мы найдем, что оба ядра, ^{14}O и ^{17}F , дают

$$(1 + 7R/5) 2330 = 6130, \quad (3.46)$$

откуда

$$R = 1,18. \quad (3.47)$$

Снова оказалось, что константа Гамова — Теллера больше константы Ферми, но меньше константы распада нейтрона. Если таким же способом сравнить распады ^{14}O и ^{15}O , то получим $R = 1,11$. Предположив, что экспериментальные данные достаточно точны, а оценки ядерных матричных элементов правильны, можно заключить, что для нейтрона и более тяжелых ядер константы β -распада немного различаются.

Существует, конечно, целая серия позитронных распадов зеркальных ядер с $^{11}\text{C} \rightarrow ^{11}\text{B}$ и до $^{41}\text{Sc} \rightarrow ^{41}\text{Ca}$. Величины ft для этих распадов изменяются от 1900 (для ^{19}Ne) до 6000 (для распадов ^{39}Cl и ^{36}Ar). Следует отметить, что максимальное возможное значение ft близко к 6100, что должно встречаться при $|\int \sigma|^2 = 0$. Распад ^{11}C характеризуется типичным значением 4030. Если известен тип β -взаимодействия, можно, используя измеренные значения ft , получить «эмпирические» значения для матричных элементов Гамова — Теллера. Так, для ^{36}Ar матричный элемент Гамова — Теллера должен быть очень мал. Это позволяет уточнить значение R . Рассматривая распад ^{11}C и полагая $R = 1,18$, найдем $|\int \sigma|^2 = 0,37$. Спин основного состояния ^{11}C (согласно одноча-

стичной модели, это состояние $\rho_{3/2}$ равен $3/2$. Одночастичная модель при использовании (3.34) дает для этого распада значение $|\int \sigma|^2 = 5/3$. Как видно, в этом случае одночастичная модель не годится для предсказания величины ядерного матричного элемента. Аналогичная ситуация возникает и для других зеркальных переходов. Создается впечатление, что в этом отношении одночастичная модель ядра применима только к ядрам

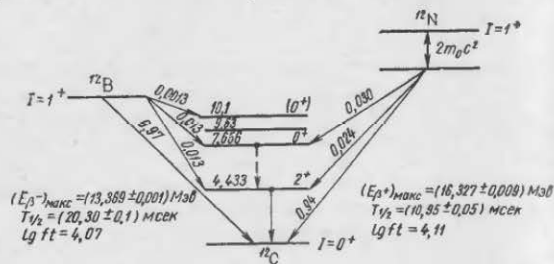


Рис. 3.4. Схема распада ^{12}B и ^{12}N .

с замкнутым остовом \pm один нуклон (хотя она точно предсказывает спины и четности основных состояний). Матричный элемент $|\int \sigma|^2$ можно подсчитать, используя модели ядра, в которых учитывается взаимодействие между несколькими нуклонами. Такие подсчеты [162] дали для $|\int \sigma|^2$ величину, более близкую к экспериментальному значению.

Наконец, рассмотрим распад ^{12}B (рис. 3.4). Значение ft , равное примерно 15 000, несколько больше, чем для других сверхразрешенных переходов. В действительности этот переход можно рассматривать как граничный между сверхразрешенными и разрешенными переходами. Однако, поскольку ядерный спин меняется на единицу ($1 \rightarrow 0$), матричный элемент Ферми обращается в нуль. В таком случае матричный элемент Гамова — Теллера $|\int \sigma|^2 \sim 1/3$. Эта величина действительно больше, чем $|\int \sigma|^2$ для некоторых зеркальных переходов; например, для ^{35}Ag матричный элемент $|\int \sigma|^2 \leq 1/20$. Более подробно распады ^{12}B и ^{12}N обсуждены в разд. 7.3.

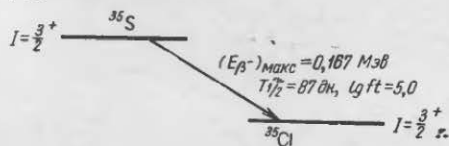
Разрешенные переходы. Группа разрешенных β -спектров дает интересную информацию о ядерной струк-

туре. Во-первых, если β -распад разрешен (об этом можно судить по форме спектра и величине $\lg ft$, которая должна быть меньше 6), можно считать, что в распаде четность не меняется и $\Delta I = 0$ или ± 1 . Если спины начального или конечного состояний известны, можно получать информацию о свойствах других состояний. Во-вторых, величины $\lg ft$ дают прямую информацию о ядерной структуре. Рассмотрим, например, переход, в котором I меняется на единицу. Он может быть обусловлен только взаимодействием Гамова — Теллера. Тогда

$$|\int \sigma|^2 \sim 5000 / ft. \quad (3.48)$$

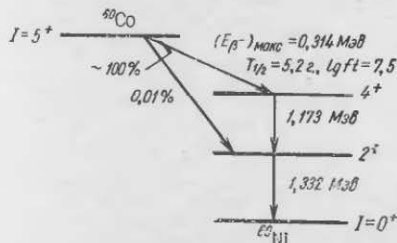
Таким образом, для переходов с $\lg ft$, равным 5, матричный элемент $|\int \sigma|^2$ близок к 0,2.

Аналогичные рассуждения позволяют утверждать, что матричный элемент Ферми $|\int 1|^2$ для этой группы разрешенных переходов также меньше матричного элемента Ферми для сверхразрешенных переходов. Рассмотрим, например, распад $^{35}\text{S} \rightarrow ^{35}\text{Cl}$:



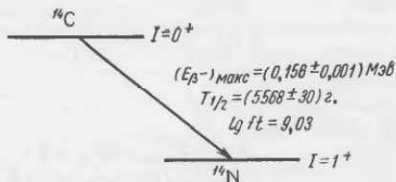
Измерения показали, что спины ^{35}S и ^{35}Cl равны $3/2$ и в соответствии с одночастичной моделью оба состояния можно обозначить символом d . Это простой разрешенный переход, но для него $\lg ft = 5,0$.

Второй интересный случай — распад ^{60}Co , с которым мы еще встретимся при обсуждении несохранения четности:



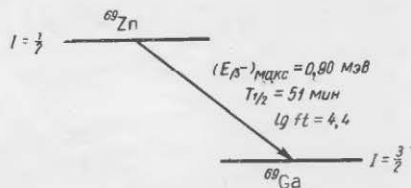
Это чистый переход Гамова — Теллера. Измерения показали, что спин ^{60}Co равен 5. Предполагают, что спин конечного состояния равен 4 и оба состояния имеют положительную четность. Значения спинов и четностей частично основаны на экспериментальных данных. Они в значительной степени подтверждаются и теоретическими соображениями, а также изучением систематики ядерных уровней. Значение $\lg ft$ несколько велико для разрешенного перехода, но не является неразумным. Очевидно, в этом случае матричный элемент $|\int \sigma|$ необычно мал.

К очень интересным затрудненным разрешенным переходам относится распад $^{14}\text{C} \rightarrow ^{14}\text{N}$, который широко применяется для определения времени в археологии, геологии и т. д.:



В этом случае матричный элемент Гамова — Теллера исключительно мал: $|\int \sigma|^2 \sim 5 \cdot 10^{-6}$. Расчеты, в которых были использованы волновые функции оболочечной модели [428] (учитывающие, конечно, взаимодействия между несколькими частицами), действительно смогли достаточно хорошо объяснить очень малое значение $\int \sigma$.

Простое применение данных β -распада к оболочечной модели ядра можно показать на примере распада ^{68}Zn :



По величине ft этот распад относится к разрешенным. Известно, что спин основного состояния ^{68}Ga равен $3/2^-$, а оболочечная модель позволяет установить, что это состояние $3/2^-$. Таким образом, основное состояние Zn должно быть $1/2^-$, $3/2^-$ или $5/2^-$ -состоянием. Действительно, одночастичная модель для 39 нейтронов предсказывает состояния $p_{1/2}$ или $g_{3/2}$, т. е. $1/2^-$ или $9/2^+$. Ясно, что будет полное соответствие, если выбрать состояние $1/2^-$. Известно также, что у Zn есть возбужденное состояние (по-видимому, это $9/2^+$ -состояние). Из возбужденного Zn переходит в основное состояние, испуская γ -квант. Это переход типа $M4$, $\Delta I=4$ (четность меняется). Таким образом, оба перехода (β и γ) соответствуют предсказаниям одночастичной модели.

Вообще, малая величина матричного элемента для затрудненных переходов по сравнению с тем, что дает одночастичная модель, объясняется несовершенством одночастичной модели. Хотя спины основных состояний в основном предсказываются этой моделью правильно, вероятности переходов обычно более чувствительны к поведению волновой функции.

Существенной особенностью затрудненных разрешенных переходов является малое перекрытие волновых функций начального и конечного состояний. Рассмотрим, например, трехчастичную конфигурацию из двух нейтронов и протона. Так как один нейтрон имеет спин, направленный вверх, а другой — вниз, все три частицы могут находиться в одном и том же состоянии без нарушения принципа запрета Паули. Взаимодействие, приводящее к взаимному притяжению, способствует максимальному перекрытию пространственных волновых функций; таким образом, в отсутствие спин-орбитальной связи основное состояние обладает максимальной пространственной симметрией, т. е. волновая функция этого состояния не изменяется при замене пространственных координат частиц. Предположим, что после распада в этом состоянии находится только один нейтрон и два протона, т. е. оно «зеркально». Ясно, что для двух этих состояний пространственные волновые функции могут быть тождественными. Тогда получим сверхразрешенный зеркальный переход.

Предположим теперь, что в результате распада возникает состояние с тремя нейтронами. Тогда по крайней мере два нейтрона должны иметь одинаково направ-

ленные спины и, следовательно, пространственная волновая функция не может быть полностью симметричной без нарушения принципа Паули. Действительно, в этом случае пространственная волновая функция будет ортогональна к начальной симметричной функции [441]. Таким образом, в распаде $nnp \rightarrow nnn$ происходит не только превращение протона в нейтрон, но и возникает более низкая симметрия волновой функции. Так как операторы разрешенного β -распада Q^+ и σQ^+ содержат только спин и заряд и не зависят от пространственных координат, они не могут изменить пространственной волновой функции. Следовательно, матричные элементы $\int \uparrow \uparrow$ и $\int \sigma$ обращаются в нуль (даже при выполнении правил отбора по угловому моменту и четности).

Предыдущие замечания справедливы, вообще говоря, для любых переходов между различными изотопическими состояниями, если отсутствует спин-орбитальная связь, под влиянием которой пространственные волновые функции уже не будут полностью ортогональны и поэтому некоторые переходы станут возможными. Однако, как это известно из экспериментальных данных, сравнительные периоды полураспада для затрудненных переходов по крайней мере на порядок меньше, чем для разрешенных переходов. Хотя описанная картина качественно объясняет затрудненные переходы, полученные сведения о ядерных волновых функциях все же недостаточны, чтобы производить точные теоретические расчеты возможных значений ft , за исключением небольшого числа частных случаев. Такие вычисления были выполнены в последнее время для ядер с $20 \leq N, Z \leq 28$ с нечетным нуклоном в состоянии $1/2^-$ причем совпадение с экспериментальными данными оказалось удовлетворительным [44]. Существенные успехи в установлении общего поведения величины ft для разрешенных переходов были достигнуты в последнее время на основании оболочечной модели с учетом парных корреляций «квaziчастичной» модели [206, 250, 252, 387].

Запрещенные β -переходы. Предыдущие замечания о β -спектрах применимы только к тем разрешенным переходам, в которых четность не меняется и $\Delta I=0$ или 1. Для этих переходов ядерные матричные элементы $\int \uparrow \uparrow$ и $\int \sigma$ могут быть отличны от нуля, а электрон и нейтрино не уносят порознь орбитального углового момента. Поэтому их волновые функции в ядре отличны от нуля.

Это следует из выражения для волновой функции $\psi_e(r)$ свободного электрона, испущенного с угловым моментом l_e , которая на малых расстояниях r_e от центра ядра пропорциональна $(p_e r_e)^{l_e}$. Таким образом, $\psi_e(0)$ отлична от нуля только для $l_e=0$, т. е. функция конечна при $r=0$ только для электронов с нулевым угловым орбитальным моментом. Это справедливо и для волновой функции нейтрино.

Теперь рассмотрим случай, когда меняется четность состояния ядра или спин меняется больше, чем на 1. Тогда ядерные матричные элементы $\int \uparrow \uparrow$ и $\int \sigma$ должны обращаться в нуль. Следовательно, в этом приближении β -переходы не могут происходить. Такие переходы называют «запрещенными». Однако если учесть, что $\psi_e(r)$ не совсем постоянна внутри ядра, а скорости нуклонов конечны, то станет понятной возможность таких переходов. Однако вероятность запрещенного перехода значительно меньше вероятности разрешенного перехода той же энергии.

Некоторые члены, приводящие к запрещенным переходам. Члены, обусловленные запаздыванием. Электрон или нейтрино могут уносить орбитальный угловой момент. Это приводит к дополнительным членам, которые обусловлены запаздыванием и соответствуют членам высшего порядка в разложении по мультиполям. В матричном элементе Ферми $\int \uparrow \uparrow$ пространственная часть билинейного произведения $\psi_e^+ \psi_n$ может быть представлена в виде

$$e^{-i(\mathbf{p}+\mathbf{q})\mathbf{r}}. \quad (3.49)$$

Тогда ядерный матричный элемент равен

$$\int \psi_n^+ e^{-i(\mathbf{p}+\mathbf{q})\mathbf{r}} \psi_n d^3\mathbf{r}, \quad (3.50)$$

где i и j обозначают начальное и конечное состояния ядра. Разложение по степеням r дает

$$\int \psi_n^+ \psi_n d^3\mathbf{r} - i(\mathbf{p}+\mathbf{q}) \int \psi_n^+ \mathbf{r} \psi_n d^3\mathbf{r} = \int 1 - i(\mathbf{p}+\mathbf{q}) \cdot \mathbf{r}. \quad (3.51)$$

Первый член этого разложения обращается в нуль, а второй соответствует дипольному матричному элементу $\int \mathbf{r}$. Таким образом, ψ_i и ψ_f должны иметь различную четность и $\Delta I=0$ или ± 1 . (Если они имеют одинаковую четность, вклады в матричный элемент от каждой пары точек \mathbf{r} и $-\mathbf{r}$ сокращаются и $\int \mathbf{r}$ обращается в нуль.)

В результате в выражении для спектра появится дополнительный множитель

$$(p+q)^2 \sim (p^2+q^2) \sim (\varepsilon^2-1) + (\varepsilon_0-\varepsilon)^2. \quad (3.52)$$

Разумеется, статистический множитель, по-прежнему, определяет форму разрешенного спектра. (Смешанный член $2pq$ выпадает при усреднении по углу между направлениями движения электрона и нейтрино.) Таким образом, получаем характерную форму неразрешенного спектра. В дальнейшем, увидим, что кулоновское поле восстанавливает форму разрешенного спектра для большинства переходов с $\Delta I=0, 1$ (да). Вероятности перехода для распада такого типа должна быть меньше, чем для разрешенного перехода, причем отношение этих вероятностей пропорционально $(\varepsilon_0^2-1)R^2/10$, где R — радиус ядра, выраженный в комптоновских длинах волн $\hbar/mc \sim 3,8 \cdot 10^{-11}$ см. Для типичных случаев это отношение принимает значение от 10^{-4} до 10^{-3} . Например, в распаде с энергией $1,5$ Мэв и $A \sim 100$ мы имеем для $\varepsilon_0 \sim 4$, $R \sim 0,015$ и рассмотренное отношение $\sim 3 \cdot 10^{-4}$. С физической точки зрения меньшее значение вероятности перехода по сравнению с вероятностью разрешенных переходов возникает из-за того, что электрон и нейтрино под действием центробежных сил должны находиться на некотором расстоянии от ядра, если хотя бы одна из этих частиц уносит с собой орбитальный угловой момент; следовательно, их волновые функции сильно уменьшены в ядре.

До сих пор мы рассматривали только V -взаимодействие. Теперь обсудим A -взаимодействие, которое, как мы уже видели, может быть записано в виде

$$\int \sigma \cdot \int \sigma - \int \gamma_5 \cdot \int \gamma_5. \quad (3.53)$$

Член $\int \sigma \cdot \int \sigma$ входит в матричные элементы, обусловленные запаздыванием. Они содержат произведение двух векторов: σ и τ . Девять независимых компонент $\sigma_i x_j$ можно сгруппировать в три матричных элемента, содержащих скалярное произведение $\sigma \cdot \tau$, векторное произведение $\sigma \cdot \tau$ и симметричный тензор с нулевым следом

$$B_{ij} = \int (\sigma_i x_j + \sigma_j x_i - \frac{2}{3} \delta_{ij} \sigma \cdot \tau). \quad (3.54)$$

Матричный элемент $\int \sigma \cdot \tau$ ведет себя как псевдоскаляр, т. е. для него $\Delta I=0$, (да); $\int \sigma \times \tau$ подчиняется правилам отбора для полярного вектора: $\Delta I=0, \pm 1$; (да); однако в этом случае должны отсутствовать переходы $0 \rightarrow 0$. Матричный элемент B_{ij} подчиняется совсем иным правилам отбора: векторное изменение углового момента $\int \mathbf{1}_j - \mathbf{1}_i$ должно быть равно 2. Таким образом, правила отбора приобретают вид: $\Delta I=0, 1, 2$, $\pi_f = -\pi_i$, но запрещены переходы $0 \rightarrow 0$, $1/2 \rightarrow 1/2$ или $0 \rightarrow -1$. Следовательно, при $|\Delta I|=2$ и $\pi_f \neq \pi_i$ переход может быть обусловлен только матричным элементом B_{ij} и форма спектра определяется исключительно «множителем формы» этого матричного элемента. β -Переход, для которого изменение углового момента на единицу больше порядка запрещения ($\Delta I=n+1$), называют *уникальным запрещенным*. Матричные элементы $\int \gamma_5$ могут связывать только состояния с одинаковым угловым моментом и противоположной четностью. Для S -взаимодействия член, обусловленный запаздыванием, имеет вид $\int \beta \tau$, но β в матричном элементе не влияет на правила отбора. Следовательно, они совпадают с правилами отбора для $\int \tau$. Члены, возникающие из-за тензорного взаимодействия $\int \beta \sigma \cdot \tau$, $\int \beta \sigma \times \tau$ и βB_{ij} , подчиняются тем же правилам отбора, что и члены A -взаимодействия.

Влияние скорости движения источника. Существуют и другие члены, приводящие к запрещенным переходам. Например, гамма-интеракция V -взаимодействия содержит релятивистские члены $\int \alpha \cdot \int \alpha$. Это члены типа $\int (v_n/c) \cdot \int (v_n/c)$, где v_n — скорость нуклона внутри ядра (равна примерно $0,1c$); для них справедливы те же правила отбора $\Delta I=0, \pm 1$, которые характеризуют ранее рассмотренный дипольный член. В этом случае, если для электрона $v_e \sim c$, лептонный ковариант $\int \psi_e^\dagger \psi_e$ равен примерно единице. Таким образом, матричный элемент для этих переходов почти не отличается от ядерного матричного элемента

$$\int \psi_e^\dagger \frac{v_n}{c} \psi_e \sim 0,1 \int \psi_e^\dagger \psi_e \quad (3.55)$$

для разрешенного перехода. В этом случае мы получаем β -спектр разрешенного типа, однако вероятность перехода по порядку величины составляет 1% вероятности

разрешенного перехода. Матричные элементы, обусловленные влиянием скорости источника, имеют вид $\int \alpha$ для полярного и $\int \gamma_5$ для аксиального вектора.

Таблица 3.5
Матричные элементы однократно запрещенных переходов

Члены, обусловленные запаздыванием		Члены, обусловленные скоростью источника		Правила отбора
V	A	V	A	
—	$\int \sigma \cdot r$	—	$\int \gamma_5$	$\Delta l = 0$ (да)
$\int r$	$\int \sigma \times r$	$\int z$	—	$\Delta l = 1$ (да)
	$\int B_{ij} = (\sigma_i \times r_j + \sigma_j \times r_i - \frac{2}{3} \delta_{ij} \sigma \cdot r)$	—	—	Запрещены $0 \leftrightarrow 0$ $\Delta l = 2$ (да)
				Запрещены $0 \leftrightarrow 0$, $0 \leftrightarrow 1$ $1/2 \leftrightarrow 1/2$

В табл. 3.5 приведены матричные элементы для однократно запрещенных переходов и соответствующие им правила отбора.

Влияние ядерного кулоновского поля. Квазиразрешенное ξ -приближение. Кулоновское поле ядра увеличивает значение волновой функции вблизи ядра, повышая таким образом вероятность перехода до величины, характеризующей вероятность разрешенных переходов. Однако существует и другой эффект, который возникает в результате одновременного влияния кулоновского поля и релятивистских эффектов. Рассмотрим электрон с заданным j . Возможные значения l равны $j+1/2$ и $j-1/2$. Например, при $j=1/2$ электрон может находиться или в состоянии $s_{1/2}$ или в состоянии $p_{1/2}$.

Допустим, что значение, принимаемое электронной волновой функцией на некотором расстоянии R от центра ядра, равно 1 для $l=0$, т. е. для состояния $s_{1/2}$, и равно kR для $l=1$, т. е. для состояний $p_{1/2}$ и $p_{3/2}$, где $k = p/\hbar$ — волновое число. Подробные вычисления, выполненные с учетом релятивистских и кулоновских поправок, показывают, что эти выводы справедливы для состояний $s_{1/2}$ и $p_{1/2}$ (и, вообще, для состояний с $j =$

$= l+1/2$), правда, для электрона в состоянии $p_{1/2}$ при условии $\alpha Z \gg kR$ волновая функция $\psi(R) \sim \alpha Z$, а не kR , где $\alpha = e^2/\hbar c$ — постоянная тонкой структуры. Последнее условие эквивалентно неравенству $Z e^2/R \gg E_0 = mc^2$, т. е. энергия распада мала по сравнению с энергией кулоновского барьера на расстоянии ядерного радиуса, что выполняется для большинства запрещенных спектров.

Сильное влияние кулоновского поля на состояние $p_{1/2}$ (в более общем случае на состояние с $j=l-1/2$) можно объяснить так: релятивистские эффекты и кулоновское поле приводят к спин-орбитальной связи. Таким образом, электрон, который в основном находится, скажем, в состоянии $p_{1/2}$ на самом деле незначительную часть времени находится в другом состоянии с тем же j , т. е. в $s_{1/2}$ -состоянии.

Допустим теперь, что амплитуда нахождения в s -состоянии будет f ($f \approx \alpha Z$); тогда

$$\psi_{p_{1/2}}(R) = \psi_p(R) + f\psi_s(R) = kR + f. \quad (3.56)$$

Очевидно, ψ сильно возрастает, если $f > kR$, даже при условии, что $f \ll 1$. Однако для электрона в $s_{1/2}$ -состоянии эта поправка может быть значительно меньше, так как

$$\psi_{s_{1/2}}(R) = \psi_s(R) + f\psi_p(R) = 1 + f kR \approx 1. \quad (3.57)$$

Влиянием примеси можно пренебречь. Однако амплитуда перехода электрона в $p_{1/2}$ -состояние сильно возрастает из-за примеси $s_{1/2}$ -к $p_{1/2}$ -состоянию. Она может возрасти в $\alpha Z/kR$ раз, т. е. поправочный множитель в выражении для спектра будет равен $(\alpha Z)^2$, а не $(p^2 + q^2)R^2$. Для переходов типа $\Delta l = 0, \pm 1$ (да) всегда существует вероятность испускания электрона в $p_{1/2}$ -состоянии и нейтрино в $s_{1/2}$ -состоянии, причем можно ожидать, что такие переходы будут иметь форму разрешенного спектра. Приближение $\alpha Z/E_0 R = \xi \gg 1$, приводящее к спектру такого типа, называют ξ -приближением, или «квазиразрешенным» приближением.

При переходах с $\Delta l = 2$ (да) невозможно испускание электрона в $p_{1/2}$ -состоянии. Правила отбора выполняются только при условии, что оба лептона будут соответственно в $s_{1/2}$ - и $p_{3/2}$ -состояниях. Тогда наши прежние заключения о влиянии кулоновского поля остаются в силе. Конечный вклад может дать только матричный

элемент B_{ij} , в результате форма спектра будет уникальной, однократно запрещенной, с поправочным множителем p^2+q^2 (относительно малой кулоновской поправкой пренебрегли).

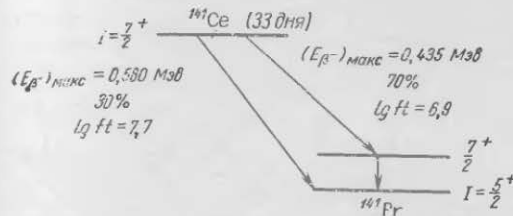
Хотя следует ожидать, что для большинства переходов с $\Delta I=0, \pm 1$ (да) спектры должны иметь разрешенную форму, могут возникать исключения, по крайней мере в трех случаях: 1) если условие $\alpha Z \gg E_0 R$, т. е. для легких ядер с большими энергиями распада, не выполнено; 2) если сокращаются все различные, не зависящие от энергии члены, входящие в амплитуду перехода, так что остаются только малые, зависящие от энергии члены; 3) если дополнительные приближенные правила отбора, обусловленные ядерной структурой, уменьшают величину матричных элементов (с $\Delta I=0, \pm 1$), оставляя в спектре только доминирующие величины B_{ij} . Это, кажется, реализуется в какой-то степени при распаде ^{124}Sb (более подробно см. стр. 139).

Однократно запрещенные спектры. Теперь можно сделать заключение, что однократно запрещенные спектры распадаются на две группы: 1) $\Delta I=0, \pm 1$ с почти разрешенной формой; 2) $\Delta I=\pm 2$ с неразрешенной формой спектра. Многие спектры первого типа, например ^{144}Pr , ^{141}Ce , ^{147}Pm и ^{198}Au , были детально исследованы. Оказалось, как следовало ожидать*, что их форма близка к разрешенной. До сих пор известно всего лишь несколько исключений.

Рассмотрим теперь первую группу с $\Delta I=0, \pm 1$ и меняющейся четностью. Как мы видели, продолжительность жизни для переходов этой группы примерно в 1000 раз больше, чем для разрешенных переходов; следовательно, $\lg ft$ изменяется от 6 до 8. Переходы такого типа происходят главным образом у тяжелых ядер с числом нейтронов, превышающим 82. Для таких ядер, согласно оболочечной модели, нейтронные и протонные

* В действительности, даже для этих спектров вообще говоря, возможны отклонения фирцевского типа, как для ST -, так и для VA -вариантов β -взаимодействия. Поиск таких отклонений проводился, но безуспешно [301]. Отсутствие фирцевских интерференционных эффектов в разрешенных и однократно запрещенных спектрах ограничивает возможные комбинации β -взаимодействия ST - и VA -вариантами (без учета псевдоскалярного члена). Эти замечания, конечно, не учитывают членов, соответствующих несохранению четности. Фирцевские интерференционные члены образуются в нуль в двухкомпонентной теории нейтрино.

орбиты имеют противоположную четность, так что можно ожидать изменения четности в результате перехода. Простой пример распада этого типа — $^{141}_{58}\text{Ce}_{83} \rightarrow ^{141}_{59}\text{Pr}_{82}$:



Известно, что график Кюри β -спектра для этого перехода почти линеен. Спины начального и конечного состояний были измерены. В одночастичной модели эти состояния $f_{7/2}$ для $N=83$ и $-d_{1/2}$ для $Z=59$, что согласуется с измерениями. Для перехода с энергией 574 кэВ $\lg ft=7,7$. Это разумно для переходов такого типа. Переходу в состояние $7/2+$ соответствует $\lg ft \sim 6,9$, что также приемлемо.

Бета-распад несферических ядер. Рассмотрим теперь несферические или деформированные ядра [11, 81], массовые числа которых лежат в интервалах $6 < A < 10$, $19 < A < 30$, $150 < A < 190$ и $A > 220$, например распады из группы $150 < A < 190$. Большая часть этих распадов (но ни в коем случае не все) относится к запрещенным. Основанием для такого заключения служит то, что последний нейтрон или протон, вообще говоря (но не всегда), имеют противоположную четность и, следовательно, в β -распаде четность должна меняться.

К деформированным ядрам неприменима рассмотренная одночастичная модель. Их низколежащие состоя-

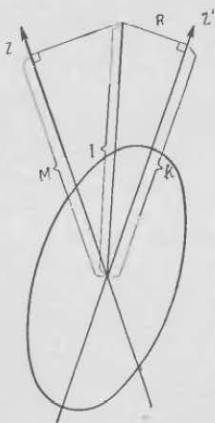


Рис. 3.5. Связь между моментами для деформированных ядер.

ния группируются в ротационные полосы. Считают, что деформированные ядра обладают аксиальной симметрией и симметрией зеркального отражения (рис. 3.5). Для стабильных ядер такой формы сохраняется компонента K углового момента, направленная вдоль оси симметрии. Однако, чтобы удовлетворялся принцип неопределенности Гейзенберга

$$\Delta I \cdot \Delta \theta \geq \hbar, \quad (3.58)$$

ось симметрии не может «праздно располагаться в пространстве», а должна прецессировать, т. е. вращаться, относительно оси углового момента. Для заданной величины K возможные значения полного углового момента

$$I = K, K + 1, K + 2, \dots, \quad (3.59)$$

за исключением $K=0$, симметрия отражения требует, чтобы I было четным

$$I = 0, 2, 4, \dots \quad (3.60)$$

Энергия, связанная с этим вращением,

$$E_I = \frac{\hbar^2}{2J} [I(I+1) - K(K+1)], \quad (3.61)$$

где J — момент инерции.

Чтобы определить K , можно считать, что нуклон, как и в одночастичной модели, свободно движется в области, занятой усредненным ядерным потенциалом, правда, теперь эта область не сферическая, а сфероидальная. Если в сферической оболочечной модели каждый уровень характеризуется угловым моментом j и имеет $2j+1$ -кратное вырождение, то в сфероидальном случае хорошим квантовым числом является только компонента K углового момента, направленная вдоль оси симметрии. Для каждой орбиты с заданным K существует другая орбита, с — K

$$\psi_{-K} = \psi_K^* \quad (3.62)$$

соответствующая той же энергии, т. е. каждый уровень двукратно вырожден. Понятно, что значение K для каждого уровня задается $|K|$, характеризующим обе орбиты: K и $-K$. Структура и тип одночастичных уровней в сфероидальном потенциале были подробно изучены (см., в частности, работы * [333, 336]).

* Следует также упомянуть работу Немировского П. Э., Чепурного В. А. «Ядерная физика», 3, 998 (1966). — Прим. перев.

В сферической оболочечной модели пары эквивалентных нуклонов стремятся объединиться так, чтобы результирующий спин $I=0$. Аналогично и в деформированных ядрах значения K для пары нуклонов заданной орбиты в сумме равны нулю. Действительно, из-за короткодействующих сил, существующих между нуклонами, хорошо перекрывающиеся конфигурации для двух нуклонов энергетически предпочтительнее. Таким образом, для четно-четных ядер полоса, соответствующая основному состоянию, имеет $K=0, I=0, 2, 4, \dots$ а другие полосы возникают только при энергиях, превышающих 1 Мэв, в то время как для низколежащих состояний ядер с нечетными A значения K связаны с K для последнего нечетного нуклона.

Существуют очень важные правила отбора для β -распада деформированных ядер (см. работу [9]). Для разрешенных и однократно запрещенных (неуникальных) переходов не только $|\Delta I|$, но и $|\Delta K|$ должно быть не больше единицы. Переход, для которого $|\Delta I|=1$, но $|\Delta K| \geq 2$, запрещен. Очень интересен переход из основного состояния ^{176}Lu (рис. 3.6), для которого при однократно запрещенном распаде значение ft примерно в 10^{12} раз больше ожидаемого значения. Это вполне разумно, так как этому переходу соответствуют шесть порядков запрещенности по K .

В других переходах также наблюдается существенное увеличение значения $lg ft$ по сравнению с обычным значением, попадающим для запрещенных в первом порядке переходов в интервал от 6 до 8. Например, при распаде ^{183}Ta (рис. 3.7) полностью отсутствуют переходы в состояния с $I=5/2, 7/2$ или $9/2$, образующие полосу с $K=1/2$, даже если $|\Delta I| \leq 1$ и есть энергетическое преимущество по сравнению с другими β -разветвлениями. Между прочим, видно, что порядок расположения уровней для полосы $K=1/2$ отклоняется от простого ротационного закона (3.61). Это обусловлено так называемым

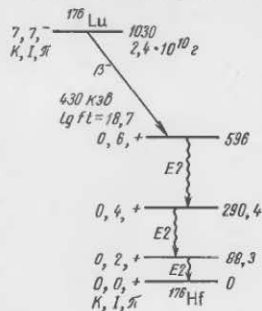


Рис. 3.6. Схема распада долгоживущего ядра ^{176}Lu [209].

мым эффектом развязывания [81, 330], проявляющимся для полос с $K=1/2$ в результате взаимодействия Корнолиса между вырожденными орбитами ($K=1/2$ и $K=-1/2$).

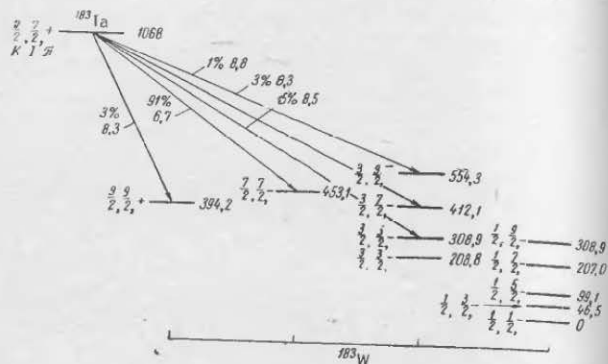
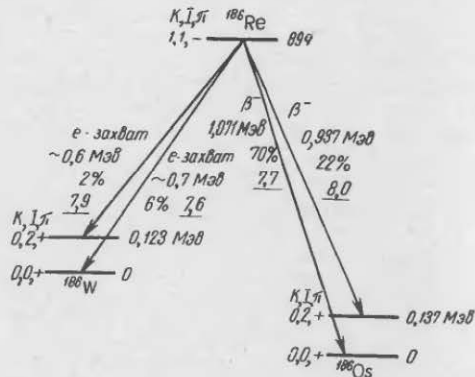


Рис. 3.7. Схема распада ^{180}Ta .

Для переходов, в которых удовлетворяются правила отбора по K , существует простая связь между ядерными матричными элементами и, следовательно, между значениями $|ft|$. Рассмотрим, например, распад ^{186}Re , находящегося в основном состоянии:

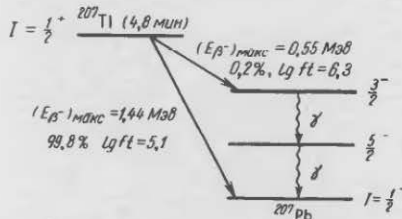


Могут происходить как β^+ , так и β^- -распады, приводящие в каждом из этих переходов к двум самым близким состояниям конечного ядра с $K=0, I=0,2$. Оба эти состояния имеют одну и ту же основную структуру и отличаются только состояниями вращения. Основываясь на ротационной модели, можно показать, что значения $|ft|$ должны быть связаны множителями, имеющими простой геометрический смысл. В частности, эта модель предсказывает, что

$$\frac{(ft)_{I=2}}{(ft)_{I=0}} = \left[\frac{C(I_i I_f; K_i K_f - K_i K_f)}{C(I_i I_f'; K_i K_f - K_i K_f)} \right]^2 = \left[\frac{C(110; 1-10)}{C(112; 1-10)} \right]^2 = 2, \quad (3.63)$$

где C — коэффициенты Клебша — Гордана. Это отношение хорошо согласуется с экспериментальным значением не только для ^{186}Re , но и для других аналогичных переходов, например для ^{170}Tm .

Распад ядер, близких к ^{208}Pb . Одна из групп однократно запрещенных переходов наблюдается у ядер, расположенных вблизи дважды магического ядра $^{208}\text{Pb}_{126}$. Она имеет необычно малое значение $\lg ft$. Простым примером такого перехода служит распад ^{207}Tl :



Приведенные на схеме значения спинов и четностей находятся в согласии с предсказаниями оболочечной модели и подтверждаются систематикой уровней соседних ядер. Таким образом, очень вероятно, что в этом переходе четность не меняется. Тем не менее такие значения $\lg ft$ характерны для разрешенных переходов. Возможное объяснение этого факта заключается в том, что в данном случае переход запрещенный, с очень большим ядерным матричным элементом; т. е. возникает

ситуация, аналогичная ранее рассмотренным сверхразрешенным переходам. В конце концов, для большинства запрещенных переходов наблюдается не только эффект запаздывания, но и уменьшение вероятности перехода, подобное тому, которое приводит к возникновению затрудненных разрешенных переходов. Однако при распаде ядер, расположенных вблизи ^{206}Pb , очевидно, сказываются только эффекты запаздывания, а волновые функции начального и конечного ядер очень похожи друг на друга.

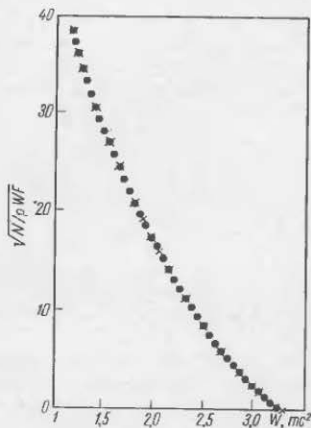
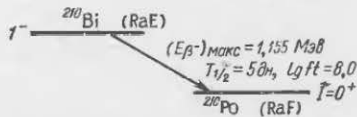


Рис. 3.8. График Кюри для RaE.

различных больших членов, не зависящих от энергии, тогда основную роль начинают играть малые, но зависящие от энергии члены. Классическим примером такого типа служит распад RaE (^{210}Bi), спектр которого, как известно, имеет аномальную форму (рис. 3.8):



К сожалению, RaE был тем естественным радиоактивным изотопом, спектр которого изучали одним из первых. То, что он имеет неразрешенную форму, существенно затормозило развитие теории β -распада. Поскольку дополнительной информации не было, казалось,

что эта форма спектра противоречит теории Ферми. Это вызвало появление других вариантов теории, таких, как модификация теории Ферми, предложенная Конопинским и Уленбеком [256]*. Только после того как было обнаружено несколько разрешенных спектров с простой статистической формой, предсказанной теорией Ферми, выяснилось аномальное поведение спектра RaE. Чтобы получить набор неразрешенных форм для спектров высокого запрета, предполагали, что он двукратно запрещен.

После появления одночастичной модели ядра были достигнуты некоторые успехи в истолковании этого распада. $^{210}\text{Bi}_{127}(\text{RaE})$ имеет 83 протона и 127 нейтронов, т. е. дважды магический остов, и вне ядро протон и нейтрон. Одночастичная модель предсказывает, что внешний протон находится на орбитах $h_{9/2}$, $f_{7/2}$ или $p_{3/2}$, а внешний нейтрон на орбитах $i_{11/2}$, $g_{9/2}$ или $d_{5/2}$. Таким образом, четность RaE почти несомненно отрицательна; β -переход сопровождается изменением четности, так как у конечного четно-четного ядра $^{210}\text{Po}_{126}(\text{RaF})$ четность положительна. Поэтому возможность двукратного запрещения исключена: в этом случае четность остается постоянной. Предположение, что это однократно запрещенный уникальный переход, т. е. переход $2^- \rightarrow 0^+$, также следует отбросить, исходя из наблюдаемой формы спектра.

Была рассмотрена и другая возможность: спектр может быть не простым, но содержать несколько компонент. От этой возможности пришлось отказаться после очень точных, но тщетных поисков [80] γ -квантов и электронов внутренней конверсии. Только в области 80 кэВ было найдено теоретически предсказанное, обусловленное ионизацией атома β -частицами, характеристическое рентгеновское излучение, которое накладывалось на сплошной фон внутреннего тормозного излучения. Был сделан вывод, что в этом переходе спин и четность меняются: $\Delta J = 0, \pm 1$ (да). Мы уже видели, что такой спектр обычно имеет разрешенную форму. Однако выражение для амплитуды перехода состоит из нескольких членов, и если не зависящие от энергии большие

* Они предполагали, что β -взаимодействие между электрон-нейтринным полем и ядром зависит от импульсов обеих легких частиц и поэтому содержит производные электронной и нейтринной волновых функций.

члены сокращаются, то могут играть относительно существенную роль меньшие члены, соответствующие неразрешенным переходам. Печек и Маршак [350] исследовали возможность описания спектра RaE с помощью линейных комбинаций различных взаимодействий. Они нашли, что для согласования с экспериментальными данными существует только одна возможность: переход $0 \rightarrow 0$ (да) при тензорном и псевдоскалярном взаимодействиях. Они, в частности, независимо от выбора взаимодействия не могли осуществить подгонку спектра исходя из предположения, что спин RaE равен единице.

В то время были получены дополнительные данные, характеризующие эту картину. Магнитный момент RaE был измерен в 1953 г. Он оказался очень малым ($|\mu| < 0,35$, что не противоречило значению 0). Это указывало на нулевой спин, для которого μ должно быть равно нулю. Представлялось а priori маловероятным, чтобы магнитный момент был таким незначительным, если спин равен единице. Кроме того, хотя тип β -взаимодействия еще не был установлен, результаты экспериментов по определению β - ν -угловой корреляции для ${}^{\infty}\text{Ne}$ в то время указывали скорей на T -, чем на A -взаимодействие. Действительно, существовали аргументы теоретического характера, которые подтверждали предположение о STP -комбинации (см. разд. 7.1). S -взаимодействие не должно участвовать в переходе $0 \rightarrow 0$ (да).

Хотя все данные, казалось, были внутренне согласованными, более детальный анализ показывал, что величина P -взаимодействия, при котором погашаются тензорные члены, больше, чем можно было ожидать на основании предсказаний теории; требовалось, чтобы отношение $C_P/C_T \sim 150$ [4]. В то время исходя из теории считали, что β -взаимодействие представляет собой комбинацию $S \pm T + P$ (см. разд. 7.1) [260, 351], для которой $C_P/C_T \approx 1$. Это, в свою очередь, заставило ряд авторов высказать сомнение относительно правильности всей трактовки P -взаимодействия. Однако, изменив теоретическое рассмотрение, удалось, по крайней мере частично [380], устранить эту трудность.

Начиная с 1954 г. весь вопрос о RaE был заново пересмотрен [461]. Во-первых, непосредственное измерение спина [408] показало, что для спина RaE более вероятно значение 1, а не 0. Во-вторых, было найдено, что учет некоторых эффектов, которые не были рассмот-

рены Печек и Маршаком при анализе формы спектра, существенно меняет ход теоретической кривой. Их расчеты основывались на предположении, что радиус ядра мал. В частности, не учитывалось изменение лептонной волновой функции внутри ядра. Кроме того, они считали, что радиус ядра мал по сравнению с дебройлевской длиной волны электрона. Хотя поправки на конечные размеры ядра малы для разрешенного спектра, они становятся существенными в случаях, аналогичных распаду RaE, когда главные члены почти погашаются. Действительно, для перехода $0 \rightarrow 0$ (да) STP уже не дает хорошей аппроксимации. Но хорошее совпадение с экспериментальными данными для перехода $1 \rightarrow 0$ (да) можно получить с комбинациями ST или VA . Этот вывод устранял затруднения, связанные с P -взаимодействием, которое уже не участвует в образовании спектра*.

В 1958 г. было установлено, что VA -комбинация правильна. Для нее главные члены в спектре могут быть представлены в таком виде:

$$N(E) = |M|^2 N_{\text{разр}}(E). \quad (3.64)$$

Здесь полный матричный элемент [434]

$$M = (C_V i \xi \int \mathbf{r} - C_V \int \boldsymbol{\alpha} + C_A \xi \int \boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{r}) = \\ = C_V i \xi \int \mathbf{r} \left(1 - \frac{B}{\xi} + \frac{C_A}{C_V} \cdot \frac{1}{A} \right), \quad (3.65)$$

где $\xi = \alpha Z/2R \sim 15$ (для RaE); $B = \int \boldsymbol{\alpha} i \int \mathbf{r}$; $A = \int i \int \boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{r}$. Эти обозначения совпадают с обозначениями, введенными в работах [257, 331, 434], но немного отличаются от обозначений других авторов.

Получение B на основании теоретических соображений. Отношение B не сильно зависит от ядерной структуры. Прежде всего приведем ре-

* Действительно, очень трудно экспериментально установить величину псевдоскалярной связи в β -распаде, так как даже большая коплантная связь даст малую поправку к форме спектра и к электронной поляризации. Балла и Роуз тщательно проанализировали распад ${}^{144}\text{Pr}$ (однократно запрещенный $0 \rightarrow 0^+$), который может быть обусловлен только A - и P -взаимодействиями. Им не удалось найти поправки, за которую ответственно псевдоскалярное взаимодействие, удалось только установить, что $|\beta/\beta_A| \leq 90$.

тивистские матричные элементы к нерелятивистской форме [4]

$$\int \alpha = -\frac{\int \mathbf{p}}{m_p c}, \quad (3.66)$$

тогда

$$B = \frac{i \int \mathbf{p}}{m_p c \int \mathbf{r}}. \quad (3.67)$$

Будем сначала считать, что нуклоны свободны. В этом случае гамильтониан, если пренебречь влиянием ядерных сил, имеет вид $H_0 = \frac{\mathbf{p}^2}{2m_p}$. Тогда получим

$$\begin{aligned} \int \mathbf{p} &= -\frac{im_p}{\hbar} \int [\mathbf{r}, H_0] = \\ &= -\frac{im_p}{\hbar} (E_I - E_f) \int \mathbf{r} = -im_p \omega \int \mathbf{r}, \end{aligned} \quad (3.68)$$

где скобки [] обозначают коммутатор, а $B = (E_f - E_I)/\hbar c = \omega/c$ не зависит от значения матричного элемента $\int \mathbf{r}$. Конечно, в действительности нуклоны не свободны (т. е. ядерный гамильтониан должен содержать члены, учитывающие взаимодействия), поэтому приведенные рассуждения могут не выполняться. Допустим сначала, что взаимодействия зависят только от расстояний между частицами и не зависят от заряда ядра. Тогда взаимодействия коммутируют с оператором \mathbf{r} ; таким образом, уравнение (3.68) все же выполняется для H , представляющего полный гамильтониан. В действительности же, взаимодействия не являются зарядово-независимыми и зависят от координат, т. е. гамильтониан не коммутирует с \mathbf{r} , поэтому соотношение (3.68) нарушается. Таким образом, коммутатор (равный производной по времени \mathbf{r}), уже не будет просто пропорционален \mathbf{p} .

Теорема Зигерта. Аналогичная проблема встречается в теории электромагнитного излучения, в частности при дипольном электрическом излучении. Взаимодействие классического распределения тока \mathbf{j} с электрическим дипольным излучением в длинноволновом приближении имеет вид

$$U_{эл} = -\int \mathbf{j} \cdot \mathbf{A} d\mathbf{r} = -\int \mathbf{j} \cdot \boldsymbol{\varepsilon} d\mathbf{r}, \quad (3.69)$$

где $\boldsymbol{\varepsilon}$ относится к вектору поляризации. Интегрируя по частям, получаем

$$U_{эл} = -\int \mathbf{j} \cdot \nabla (\mathbf{r} \cdot \boldsymbol{\varepsilon}) d\mathbf{r} = \int (\nabla \cdot \mathbf{j}) (\mathbf{r} \cdot \boldsymbol{\varepsilon}) d\mathbf{r}. \quad (3.70)$$

С помощью уравнения непрерывности $\frac{d\rho}{dt} + \nabla \cdot \mathbf{j} = 0$ выразим $U_{эл}$ через плотность электрических зарядов ρ :

$$U_{эл} = -\int \frac{\partial \rho}{\partial t} (\mathbf{r} \cdot \boldsymbol{\varepsilon}) d\mathbf{r} = i\omega \int \rho (\mathbf{r} \cdot \boldsymbol{\varepsilon}) d\mathbf{r}. \quad (3.71)$$

Тогда приведенные рассуждения остаются в силе, даже если между частицами существует взаимодействие, обусловленное распределением зарядов. Зигерт указал [405], что все рассуждения остаются в силе, если взаимодействие можно выразить только через нуклонные координаты, а не через координаты мезонов, передающих взаимодействия. Это должно выполняться, если скорости нуклонов намного меньше скоростей мезонов, участвующих в обмене. Теорема Зигерта выполняется и для электрического мультипольного излучения высокого порядка [383]. Однако взаимодействие с магнитным излучением существенно зависит от распределения токов, а не только от распределения зарядов. Это позволяет записать гамильтониан взаимодействия в случае невзаимодействующих частиц в виде

$$H_{эл} = -\frac{\sum e_i \mathbf{p}_i}{m_p} = i\omega \sum (\mathbf{e}_i \mathbf{r}_i) \boldsymbol{\varepsilon}. \quad (3.72)$$

Однако в случае взаимодействующих частиц связь между \mathbf{p} и \mathbf{r} уже не такая простая. Члены, содержащие \mathbf{p} , ответственны только за электрические дипольные переходы нуклонов, в то время как остальные обусловлены взаимодействием обменных мезонов с полем излучения.

Применение теоремы Зигерта к однократно запрещенному β -распаду. Такая же ситуация возникает и для однократно запрещенного β -распада с $\Delta I = 1$, аналогичного электрическому дипольному излучению. Матричные элементы $\int \mathbf{a}$ или $\int \mathbf{p}$ соответствуют только части амплитуды β -распада. Предполагая, что для β -распада справедлива гипотеза сохраняющегося векторного тока, мы могли бы вместо этого использовать $\int \mathbf{r}$. Вновь оба результата совпадают для

свободных нуклонов, но это может не выполняться при наличии взаимодействия. Различие обусловлено участием в β -распаде обменных виртуальных мезонов. Таким образом, выражение (3.67) применимо в случае произвольных зарядово-независимых взаимодействий.

Однако все же следует учесть, что часть ядерного гамильтониана зависит от заряда ядра. Наиболее существенную роль играет кулоновское взаимодействие, которое дает различное значение энергии в начальном и конечном состояниях (заряд ядра меняется на единицу). Мы должны также учесть разность масс между нейтроном и протоном. Вообще говоря, можно записать

$$H = H_0 + H_1, \quad (3.73)$$

где H_0 — зарядово-независимая часть гамильтониана (нужно учесть, что она может содержать обмен мезонами); H_1 — часть, описывающая влияние кулоновского поля и разность масс между нейтроном и протоном. Тогда

$$B = \frac{1}{ih} \cdot \frac{\int [r, H_0]}{\int r}. \quad (3.74)$$

Будем считать, что $H_1 = \text{const}$. Тогда для начального состояния

$$H_0 \psi_i = E'_i \psi_i, \quad (3.75)$$

где

$$E'_i = E_i - \frac{3}{5} \cdot \frac{Z(Z-1)e^2}{R} - (m_p Z + m_n N), \quad (3.76)$$

(если предположить, что плотность заряда постоянна в области радиуса R). Для конечного состояния

$$E'_f = E_f - \frac{3}{5} \cdot \frac{Z(Z+1)e^2}{R} - [m_p(Z+1) + m_n(N-1)]. \quad (3.77)$$

Таким образом,

$$B = \frac{1}{hc} (E'_i - E'_f) = \frac{1}{hc} \left[\frac{6}{5} \frac{Ze^2}{R} - (m_n - m_p) + E_i - E_f \right], \quad (3.78)$$

т. е. B действительно пропорционально разности энергий, если опустить эффекты, зависящие от зарядов.

В реальных β -распадах кулоновский член играет существенную роль. Таким образом, приближенно получаем

$$B = \Lambda \xi, \quad (3.79)$$

где $\xi = \alpha Z / 2R \sim 15$ для RaE ;

$$\Lambda = 2,4. \quad (3.80)$$

В более ранних оценках [4, 360] не постулировалось сохранение векторного тока, в них были получены меньшие значения Λ (соответственно 1,0 и 2,0). Роуз и Осборн [376] получили $\Lambda \sim 2$. Используя значение Фужита [205] и экспериментально полученное отношение констант связи $C_A/C_V = -1,2$, найдем, что величина, стоящая в круглых скобках равенства (3.65), равна $1 - 2,4 - (1,2/A)$. Таким образом, чтобы матричные элементы сократились, необходимо положить $A \sim -0,8$. В результате более точного теоретического анализа распада RaE [205] оказалось возможным получить как форму спектра, так и неполную поляризацию* $P \sim -0,75 v/c$ β -частиц при условии, что $-1,3 \leq A \leq -0,4$. Самый последний анализ [145] дал менее удовлетворительное совпадение, но, если исходить из теории сохраняющегося векторного тока (СВТ), эти данные означают, что $A \sim -1$.

Величина A зависит от деталей ядерной структуры и, в частности (это следует из того, что оператор $\int \sigma$ входит в знаменатель, а не в числитель), от вида спин-орбитальной связи. Таким образом, если изложенная интерпретация спектра RaE правильная, возникает следующая возможность, использующая представления оболочечной модели и то, что спин $^{209}_{83}\text{Bi}$ равен $9/2$: можно предположить, что RaE имеет все остовы, состоящие из $^{208}_{82}\text{Pb}$, протон и нейтрон, которые находятся соответственно на орбитах $h_{9/2}$ и $i_{1/2}$, а оба внешних протона $^{210}_{84}\text{Po}$ — на орбите $h_{9/2}$. В расчетах [31, 336] при предположении, что существует контактное взаимодействие между внешними частицами, были получены волновые

* Хотя электроны почти во всех β -распадах имеют максимальную поляризацию $-v/c$ (см. разд. 4.5), меньшая продольная поляризация наблюдается в отдельных случаях, таких, как RaE , где осевые (не зависящие от энергии) члены спектра гасаются.

функции, близкие к этой простой форме. Однако в них A было равно примерно $+1$, что далеко от экспериментального значения и к тому же неправильно по знаку.

В работе [411] учтено, что радиус действия ядерных сил конечен. Рост радиуса действия от нуля до некоторого приемлемого значения оказывал небольшое влияние на волновую функцию ^{210}Po , но очень резко изменял волновую функцию RaE . В результате оказалось, что она в основном соответствует состоянию $h_{9/2} g_{9/2}$. С помощью этой новой волновой функции было найдено, что $A \sim 0,27$; следовательно, расхождение между теорией и экспериментом было уменьшено наполовину.

Позже [251] были учтены и тензорные силы. Это позволило приблизительно определить значение A ($\sim -0,63$), а также объяснить, почему основное состояние RaE классифицируется как 1^- . (Для центральных сил следовало бы ожидать, что в основном состоянии спин равен нулю.) Оставшееся расхождение, вероятно, можно было бы устранить, рассмотрев возбуждение остова ^{208}Pb в процессе β -распада [412].

Итак, создается впечатление, что почти после 40 лет исследования распад RaE окончательно понят. Все же мы не можем быть полностью удовлетворены. Когда мы вспоминаем всю историю изучения RaE , нам кажется, что можно ожидать дальнейших сюрпризов от этого «заколдованного» ядра.

Уникальные запрещенные спектры. Энергетическое распределение в β -спектрах, обусловленных переходами с $\Delta I = n+1$ (n — порядок запрещения), как было теоретически предсказано, должно быть уникальным, поскольку не исчезает лишь один ядерный матричный элемент $V_{ij} \dots n$. Кроме того, оно может реализоваться только в случае взаимодействия Гамова—Теллера. Обнаружение многочисленных уникальных однократно запрещенных и отдельных уникальных двукратно и трехкратно запрещенных спектров убедительно доказывают правильность используемого приближения теории запрещенного β -распада. Это также подтверждает существование взаимодействия Гамова—Теллера. Хорошо известная интерпретация β -распада ^6He как сверхразрешенного перехода также требует существования взаимодействия Гамова—Теллера.

Когда влиянием кулоновского поля на электрон можно пренебречь, форм-факторы уникальных перехо-

дов для различных порядков запрета могут быть записаны в следующем упрощенном виде:

$$\left. \begin{aligned} \Delta I = 2 \quad (\text{да}) \quad a_1 &= p^2 + q^2, \\ \Delta I = 3 \quad (\text{да}) \quad a_2 &= p^4 + \frac{10}{3} p^2 q^2 + q^4, \\ \Delta I = 4 \quad (\text{да}) \quad a_3 &= p^6 + 7p^4 q^2 + 7p^2 q^4 + q^6. \end{aligned} \right\} (3.81)$$

Энергетическая зависимость этих множителей сильно увеличивает вклад β -частиц с большой энергией; следовательно, энергетическое распределение для уникаль-

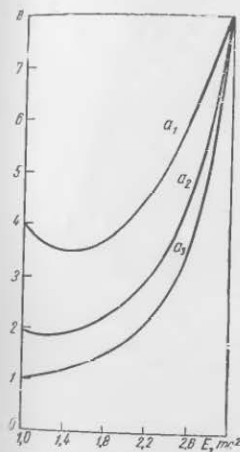


Рис. 3.9. Зависимость форм-факторов уникальных переходов от полной энергии E для $E_0 = 3 \text{ мс}^2$.

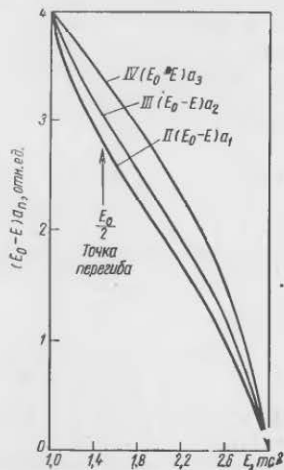


Рис. 3.10. Нисправленные графики Кюри для однократно (IV), двукратно (III) и трехкратно (II) запрещенных уникальных переходов с $E_0 = 3 \text{ мс}^2$ (E — полная энергия).

ных β -спектров можно без труда отличить от распределения для разрешенных спектров. Для иллюстрации характера каждого из этих множителей a_1 , a_2 и a_3 на рис. 3.9 изображена их зависимость от энергии для β -перехода с максимальной энергией $E_0 = 3 \text{ мс}^2$. Все три множителя вблизи верхней границы спектра быстро убы-

вают с уменьшением энергии, причем в области малых энергий они убывают медленнее. Множитель a_1 имеет минимум при энергии, равной $E_0/2$, если $E_0 \gg 2 mc^2$. Эффект возрастания a_1 при энергиях, меньших $E_0/2$, изгибает неисправленный график Кюри выпуклостью вверх при больших энергиях и выгибает вниз — при малых, что вызывает появление точки перегиба при энергии $E_0/2$ (рис. 3.10). По оси ординат отложена величина $(E_0 - E)a_n$ в произвольных единицах. На рис.

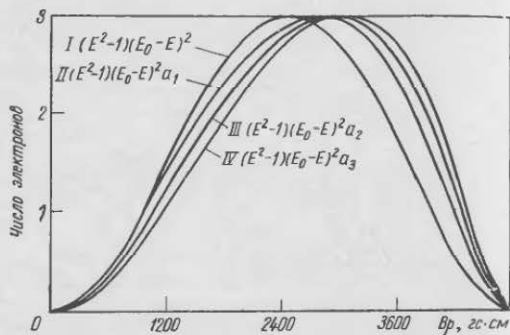


Рис. 3.11. Распределение по импульсам для разрешенного (I) и для однократно (II), двукратно (III) и трехкратно (IV) запрещенных уникальных переходов с $Z=0$ и $E_0=3 mc^2$.

3.11 (без учета кулоновского эффекта) приведены распределения импульсов для разрешенного и уникальных запрещенных спектров. Хорошо видно отчетливое смещение уникальных запрещенных спектров в сторону больших энергий.

Хотя существование уникальных запрещенных спектров было теоретически предсказано еще в 1941 г., о них не сообщалось вплоть до 1949 г. Лангер и Прайс [273] нашли, что форма β -спектра ^{91}Y существенно отличается от формы спектра разрешенного перехода. Согласно сравнительному периоду полураспада ($t_{0.5} = 5 \cdot 10^6$ сек), этот переход следовало бы отнести к двухкратно запрещенному. Но одночастичная модель в этом переходе требует, чтобы изменялся полный момент (на две единицы) и четность $^{91}\text{Y} (p_{1/2}^-) \rightarrow ^{91}\text{Zr} (d_{3/2}^+)$.

Следовательно, этот переход уникальный, однократно запрещенный: $M=2$ (да). Когда в знаменатель графика Кюри $\sqrt{N/\eta^3 F}$ был введен уникальный форм-фактор $a_1^{1/2}$, кривизна графика Кюри исчезла и получилась прямая (рис. 3.12).

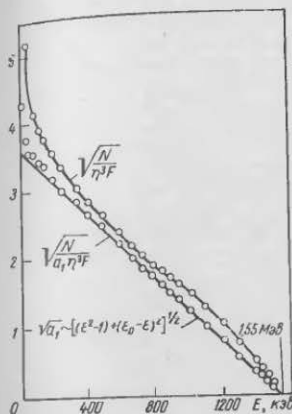


Рис. 3.12. График Кюри для ^{91}Y , исправленный с помощью форм-фактора a_1 [450].

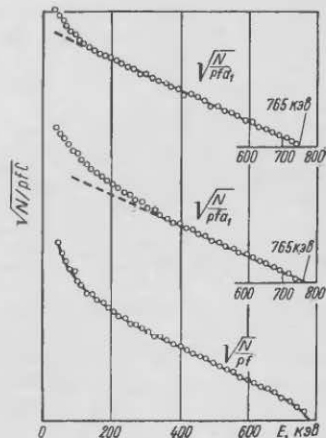


Рис. 3.13. Графики Кюри для β -спектра ^{204}Tl .

При выводе формул (3.81) для уникальных форм-факторов a_n влияние кулоновского поля на электрон не учитывалось. Уникальные форм-факторы a_n не очень чувствительны к кулоновским силам в отличие от большинства запрещенных спектров, где кулоновские эффекты существенно влияют на форм-факторы. Недостаточность упрощенной формулы для множителей a_n была обнаружена в случае ^{204}Tl .

На рис. 3.13 приведены три графика Кюри для β -спектра ^{204}Tl . Нижняя кривая дает неисправленный график Кюри ($a_1=1$). Средняя кривая — график, исправленный с помощью форм-фактора a_1 в приближении малых Z [см. соотношения (3.81)]. Отклонение от линейной зависимости начинает наблюдаться при энергии приблизительно 350 кэВ. Верхняя кривая исправлена

с учетом точного форм-фактора. Он линеаризует график вплоть до 100 кэв. Отклонение, наблюдающееся при энергии, меньшей 100 кэв, может быть обусловлено конечной толщиной источника.

Сведений об уникальных запрещенных спектрах с $n \geq 2$ очень мало. Наиболее известны спектры ^{10}Be (рис. 3.14, а), ^{22}Na (двухкратное запрещение) и ^{40}K (рис. 3.14, б, трехкратное запрещение). ^{10}Be — четно-

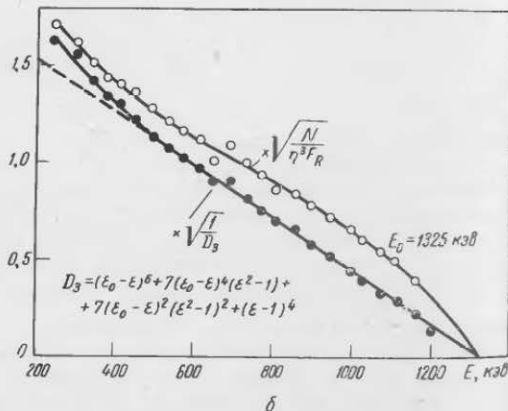
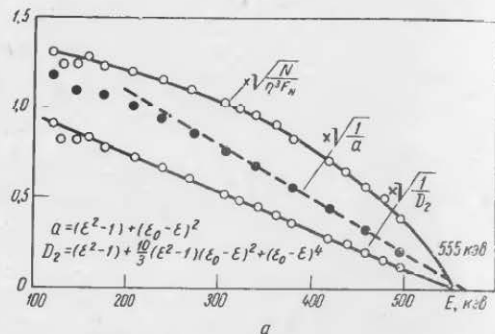


Рис. 3.14. Графики Кюри для ^{10}Be (а) и для ^{40}K (б). По оси ординат отложены величины, умноженные на коэффициенты, которые показаны для каждой кривой.

четное ядро и, как предполагается, имеет спин 0, тогда как для дочернего ядра ^{10}B был найден спин, равный 3, так что при переходе $\Delta I=3$. Кроме того, согласно оболочечной модели, четность в этом переходе не должна измениться, т. е. $\Delta I=3$ (нет). Аналогичный переход происходит при распаде ^{22}Na . Эти условия соответствуют уникальному двухкратно запрещенному переходу, удовлетворяющему правилам отбора Гамова—Теллера. При распаде ^{40}K $\Delta I=4$. Четность в соответствии с предсказаниями оболочечной модели должна меняться. Следовательно, распад ^{40}K является уникальным трехкратно запрещенным. К сожалению, период полураспада ^{40}K равен $2,7 \cdot 10^9$ лет и содержание этого изотопа в естественной смеси только 0,016%. Чтобы получить неискаженный спектр ^{40}K , следует брать сильно обогащенные образцы. В Ок-Ридже под руководством Кейма методом электромагнитного разделения был приготовлен такой образец KCl, обогащенный изотопом ^{40}K приблизительно до 10%. Фельдман и Ву [174, 176] изготовили однородные источники толщиной $2,5 \text{ мг/см}^2$ и исследовали их β -спектры в соленоидальном спектрометре с разрешением по импульсам, равным 9%. Неисправленный график Кюри имеет явно запрещенную форму. Форм-фактор $a_n = p^6 + 7p^4q^2 + 7p^2q^4 + q^6$, соответствующий уникальному трехкратно запрещенному переходу, приводит к хорошему согласию с экспериментальными данными от границы спектра (1325 ± 15) кэв вплоть до 500 кэв с возрастающим расхождением при переходе к более низким энергиям. Последнее легко объяснить большой толщиной источника. Эти результаты в общем согласуются с измерениями спектров для толстых источников ($\sim 2,5 \text{ мг/см}^2$), о которых сообщалось из других лабораторий.

Периоды полураспада уникальных переходов. Сравнительный период полураспада определяется как произведение наблюдаемого периода полураспада t на функцию f_n , которая дается формулой

$$f_n = \int_0^{E_0} a_n F_0(E_1 \pm Z) p E (E_0 - E)^2 dE, \quad (3.82)$$

где a_n — форм-факторы, заданные соотношениями (3.81). Для разрешенных переходов $a_0=1$, а интеграл (3.82) обозначают символом $f_0(Z, E_0)$. Можно ожидать, что

значения $f_0 t$ в разрешенных переходах будут относительно постоянными для ядер данного класса. Числовые величины $f_0(Z, E_0)$ для различных значений Z и E_0 были определены и представлены в виде формул и графиков рядом авторов (см. разд. 3.2). Для запрещенного спектра форм-фактор a_n зависит от энергии. Чтобы вычислить f_n , необходимо прежде иметь точное выражение для a_n , которое находилось бы в согласии с наблюдаемыми спектрами, затем подставить его в (3.82) и выполнить интегрирование. Вообще говоря, легче определить f_n , используя численное интегрирование в каждом конкретном случае. Однако для уникальных запрещенных переходов при $Z=0$ форм-факторы имеют простой вид и известны точно. Дэвидсон [27] показал, что при $Z=0$ f_n можно представить в виде $\bar{C}_n f_0$, где \bar{C}_1 , \bar{C}_2 и \bar{C}_3 для однократно, двукратно и трехкратно запрещенных переходов определяются соответственно формулами:

$$12\bar{C}_1(E_0) = \frac{6}{10}(E_0^2 - 1) - \frac{1}{5}(E_0 - 1), \quad (3.83)$$

$$5,6^3\bar{C}_2(E_0) = \frac{3}{7}(E_0^2 - 1)^2 - \frac{26}{105}(E_0^2 - 1) \times \\ \times (E_0 - 1) - \frac{2}{105}(E_0 - 1)^2, \quad (3.84)$$

$$70,72^2\bar{C}_3(E_0) = \frac{1}{3}(E_0^2 - 1)^3 - \frac{9}{35}(E_0^2 - 1)(E_0 - 1) - \\ - \frac{2}{35}(E_0^2 - 1)(E_0 - 1)^2 + \frac{8}{105}(E_0 - 1)^3. \quad (3.85)$$

В случае произвольного Z Дэвидсон получил следующее выражение для f_1 :

$$f_1 = f_0 [a(Z)(E_0^2 - 1) + b(Z)(E_0 - 1)]. \quad (3.86)$$

Функции $a(Z)$ и $-b(Z)$, полученные в результате усреднения эмпирических значений, изображены на рис. 3.15.

С помощью кривых Финберга и Тригга [173] для f_0 и формул и кривых Дэвидсона можно вычислить значения $\lg f_1 t$ для уникальных однократно запрещенных переходов, которые лежат между 7 и 9, тогда как значения $\lg f_0 t$ для однократно запрещенных переходов, неблагоприятных по четности, лежат между 6 и 8. Отношения значений $(f_1 t)_n$ в различных порядках запрета согласуются с теоретическими предсказаниями.

Запрещенные переходы второго и высших порядков с $\Delta I=n$ (порядок запрета). Спектры переходов, запрещенных во втором и высших порядках с $\Delta I=n$, отличаются от разрешенных и уникальных спектров. Они характеризуются несколькими матричными элементами; соответствующие этим членам спектры могут иметь различную форму. В частности, для двукратно запрещенных спектров предсказанная форма спектра (в предположении что однократно запрещенный спектр имеет ту же форму, что и разрешенный) имеет вид $p^2 + \lambda q^2$ [351].

Параметр λ зависит от ядерной структуры и типа β -взаимодействия. Следовательно, изучая такие спектры, в принципе, можно получить информацию о ядерных матричных элементах, а также о типе β -взаимодействия; например, можно проверить предположение, что оно по своим свойствам действительно близко к $V-A$ -взаимодействию. Однако такую информацию очень трудно получить. До сих пор не удалось сделать определенных выводов.

Хорошо изучен двукратно запрещенный спектр распада ^{137}Cs :

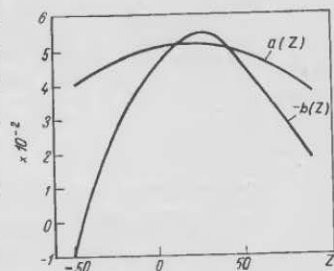
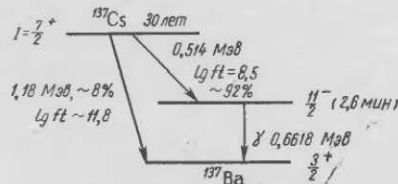


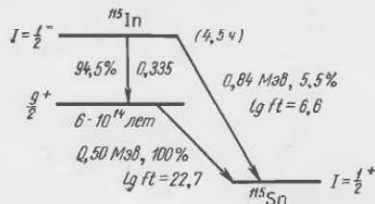
Рис. 3.15. Зависимость коэффициентов $a(Z)$ и $-b(Z)$ от Z .



Были измерены спины основных состояний. Можно уверенно сказать, что спины и четности возбужденного и обоих основных состояний соответствуют приведенным обозначениям. Установлено, что γ -переход между состояниями ^{137}Ba является $M4$ -переходом с $\Delta I=4$ и из-

менением четности. Таким образом, β -переход между основными состояниями ядер двукратно запрещен и его спектр действительно относится к типу $p^2 + \lambda q^2$ с $\lambda \approx 10$. Одночастичная модель дает для этого случая $\lambda \approx 10^2$. Соответствующий переходу в возбужденное состояние ^{137}Ba β -распад относится к классу уникальных однократно запрещенных переходов. Эта экспериментально проверенная информация подтверждает как оболочечную модель, так и теорию β -распада.

Наконец упомянем об одном из самых долгоживущих β -излучателей ^{115}In , который распадается по схеме:



Измеренные спины ^{115}In и ^{115}Sn подтверждают, что это переход типа $\Delta I = 4$ (без изменения четности, согласно оболочечной модели). Этот изотоп индия встречается в природе, так как его продолжительность жизни примерно в 10^5 раз больше возраста Земли.

3.4. $e-\nu$ -УГЛОВАЯ КОРРЕЛЯЦИЯ

Ценную информацию о β -взаимодействии можно получить, изучая угловую корреляцию между электроном и нейтрино, испускаемыми в разрешенном β -распаде. Угловая корреляция находится из выражения

$$W(\theta) = 1 + a(v/c) \cos \theta, \quad (3.87)$$

где θ — угол между электроном и нейтрино:

$$a = \frac{(-|C_S|^2 + |C_V|^2) \int |1|^2 + \frac{1}{3} (|C_T|^2 - |C_A|^2) \int \sigma^2}{(|C_S|^2 + |C_V|^2) \int |1|^2 + (|C_T|^2 + |C_A|^2) \int \sigma^2}. \quad (3.88)$$

Для каждого типа взаимодействия S, V, T и A значения a равны соответственно $-1, +1, +1/3$ и $-1/3$. Приведенное выражение (3.87) получено в Приложении 4. В случае несохранения четности в β -распаде оно остается неизменным, за исключением того, что вместо $|C_i|^2$ следует писать $(|C_i|^2 + |C_i'|^2)$.

Экспериментальные методы. Экспериментальные измерения $\beta-\nu$ -угловых корреляций очень трудны в основном из-за того, что нет непосредственных способов детектирования нейтрино, которые исследуются с помощью электронов и ионов отдачи. Однако энергия отдачи обычно очень мала. Пусть φ — угол между электроном и ионом отдачи, причем

$$\sin \varphi = (q/r) \sin \theta, \quad (3.89)$$

где q — импульс нейтрино; r — импульс отдачи иона; θ — угол между β и ν . Кинетическую энергию отдачи E_r и r можно выразить через p (импульс электрона), q и θ следующим образом:

$$r = (p^2 + q^2 + 2pq \cos \theta)^{1/2}, \quad (3.90)$$

$$E_r = \frac{r^2}{2M} = \frac{533}{A} [E(E + 1,02) + (E_0 - E)^2 + 2(E_0 - E) \sqrt{E(E + 1,02)} \cos \theta], \quad (3.91)$$

где E и E_0 — соответственно энергия и максимальная энергия электрона. Следовательно, существуют различные экспериментальные возможности для решения этой проблемы. Можно исследовать распределения $W(E, r)$, $W(E, \varphi)$, $W(r, \varphi)$ [261], в которых установлена связь между двумя из трех переменных E, φ, r .

$W(E, r)$ -распределение энергий электронов и импульсов отдачи при постоянном φ . Для постоянного угла φ между направлениями отдачи и вылета электрона определяется связь между E и r . На рис. 3.16 показана дозволненная площадь в плоскости E, r для $E_0 = 8$ Мэв. Этот метод не давал количественных оценок, за исключением одной ранней работы с ^{38}Cl [121], в которой был применен метод

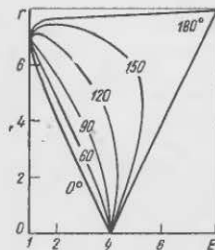


Рис. 3.16. Дозволненная площадь в плоскости E, r , для $E_0 = 8$ Мэв [261].

подсчета капель в камере Вильсона. Не было сделано попыток определить коэффициент a в уравнении (3.87).

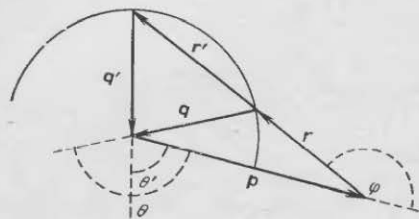


Рис. 3.17. Треугольник импульсов для $E_0=8$, $E=5$ и $Q=3$. Показаны два возможных значения θ и r [261].

$W(E, \varphi)$ -распределение β -частиц по энергиям и ионов отдачи по углам. В распределении β -частиц по энергиям и ионов отдачи по углам, если $p > q$, существует, вообще говоря, два угла θ для заданных p и q и два соответствующих значения r (рис. 3.17), однако для них $\varphi > \pi/2$. Для каждого $p > q$ существует минимальный угол, определяемый из условия $\sin \varphi = q/p$, под которым еще можно наблюдать ионы отдачи. Дозволенная в плоскости E, φ площадь (рис. 3.18) расположена ниже сплошной линии, вычерченной для случая $E_0=8$ Мэв. Эксперименты по измерению распределения $W(E, \varphi)$ можно выполнять, выбирая постоянную энергию E и определяя распределение по φ , или фиксируя φ и измеряя распределение по E . Распределение β -частиц по энергиям для $E_0=8$ и $\varphi=\pi$ показано на рис. 3.19. Разница между распределением для аксиального вектора ($a=-1/3$) и тензора ($a=+1/3$) незначительна. В противовес этому угловое распределение $W(\varphi)$ при постоянном значении E существенно зависит от коэффициента a . На рис. 3.20 показаны теоретические кривые $W(\varphi)$. Как видим, теория предсказывает, что для определения a можно успешно использовать результаты измерения $W(\varphi)$. Таким методом в работе [381] была исследована β - ν -угловая корреляция в распаде ${}^6\text{He}$. В этом случае следовало соблюдать осторожность, так как эффективность регистрации β -детектора под различными углами по отношению к детектору, регистрирующему отдачу, должна быть везде проверена, чтобы избежать ошибочной интерпретации. Из-за того, что в работе [381] не учитывался этот эффект, был сделан неправильный вывод, что

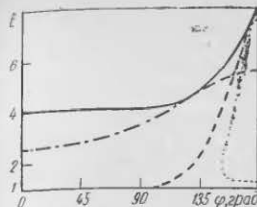


Рис. 3.18. Дозволенная площадь в плоскости E, φ для $E_0=8$ [261].

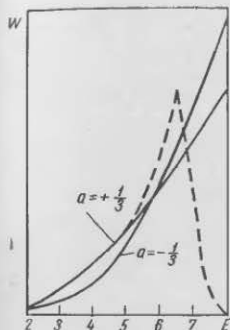


Рис. 3.19. Распределение β -частиц по энергиям для $E_0=8$ и $\varphi=\pi$ [261]:

— идеальная разрешающая способность (по углам) Ω ; - - - $\Omega=4\pi/50$.

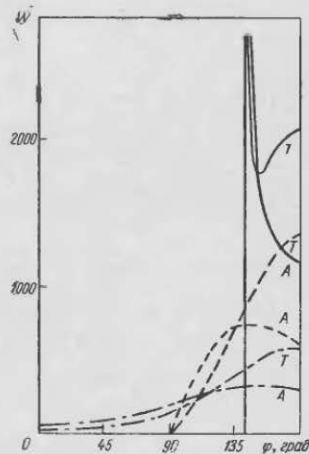


Рис. 3.20. Относительные угловые корреляции для T - и A -взаимодействий при $E_0=8$ mc^2 [261]:

— $E=4,06$ mc^2 , $p=q$; - - - $E=5$.

- · - · - $E=2,79$ mc^2 , $p/q=0,5$;

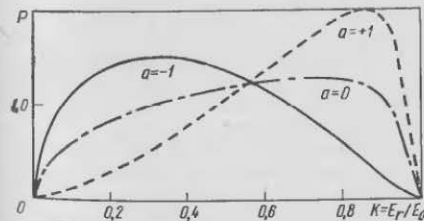


Рис. 3.21. Энергетические спектры ионов отдачи для значений $a=+1$, -1 и $a=0$.

во взаимодействии Гамова—Теллера в распаде ${}^6\text{He}$ доминирует тензорное взаимодействие.

$W(r, \varphi)$ -распределение по импульсам отдачи (r) и углам вылета ионов отдачи. Практически все опыты по измерению отдачи (за исключением работы [381]) основаны на измерениях энергетического спектра ионов отдачи. Энергетические спектры ионов отдачи для $a=1, -1$ и 0 (рис. 3.21) показывают, что разница между распределениями с $a=+1$ и $a=-1$ действительно очень велика.

Истолкование результатов. Анализ значений ft показал, что β -распад обусловлен взаимодействиями Ферми и Гамова—Теллера, но мы не знаем, будет ли первое взаимодействием типа S или V , а второе—типа T или A . Отсутствие фирцевских интерференционных членов указывает на то, что это взаимодействие типа

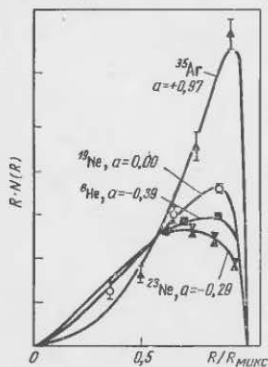


Рис. 3.22. Спектры отдачи ${}^6\text{He}$, ${}^{35}\text{Ar}$, ${}^{19}\text{Ne}$ и ${}^{23}\text{Ne}$.

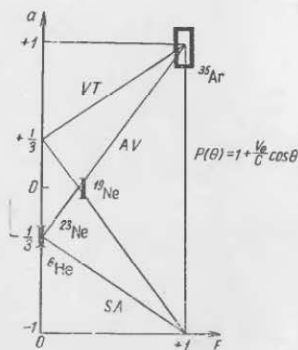


Рис. 3.23. Зависимость a от $F =$

$$= \frac{|C_{\Phi} M_{\Phi}|^2}{|C_{\Phi} M_{\Phi}|^2 + |C_{\Gamma\Gamma} M_{\Gamma\Gamma}|^2}.$$

ST, VT, SA или VA . В принципе можно выяснить тип взаимодействия Ферми (S или V), исследуя β - v -корреляцию в $0^+ \rightarrow 0^+$ -переходе, для которого матричный элемент Гамова—Теллера обращается в нуль. Для V -взаимодействия a должно быть равно $+1$, а для S -взаимодействия $a = -1$ [см. уравнение (3.88)]. Однако, хотя угловые корреляции в этих двух случаях сильно отличаются, не существует подходящих β -излучателей

с переходом $0^+ \rightarrow 0^+$, так как необходимо, чтобы ион отдачи находился в атомарном состоянии, не образуя молекулярного иона. Например, в хорошо известном $0^+ \rightarrow 0^+$ -переходе ${}^{14}\text{O}$ из-за химического сродства атомов кислорода, создаются очень неблагоприятные условия для существования вещества в атомарном состоянии. Поэтому исследования β - v -корреляции были выполнены только для нейтронов и таких инертных газов, как ${}^6\text{He}$, ${}^{19}\text{Ne}$, ${}^{23}\text{Ne}$ и ${}^{35}\text{Ar}$ (рис. 3.22 и 3.23). Тем не менее они дали необходимую информацию. Прежде всего можно получить информацию о природе взаимодействия Гамова—Теллера, исследуя распад ${}^6\text{He}$ [$0^+ \rightarrow 1^+$ (нет)]. В этом распаде матричный элемент Ферми равен нулю и a равно $1/3$ для T - или $-1/3$ для A -взаимодействия. Из ранних экспериментальных данных следовало, что a близко к $+1/3$, что свидетельствовало о T -взаимодействии. Однако позднейшие эксперименты [14, 236], выполненные на установке, изображенной на рис. 3.24, позволили сделать вывод, что коэффициент a во взаимодействии Гамова—Теллера отрицателен и почти равен $-1/3$, что соответствует A -взаимодействию (см. рис. 3.23). Этот результат был подтвержден на более совершенной установке [244]. Оказалось, что $a = -0,334 \pm 0,003$.

Можно получить дополнительную информацию о типах β -взаимодействия, рассмотрев другие разрешенные переходы, для которых матричные элементы $\int 1$ и $\int \sigma$ отличны от нуля. Прежде всего, независимо от типа взаимодействия корреляционный коэффициент a лежит в интервале от -1 до 1 . Однако дополнительно следует отметить, что a больше $+1/3$, если преобладает V -взаимодействие. Экспериментально было установлено [14, 235] для ${}^{35}\text{Ar}$, что $a \sim 0,97 \pm 0,14$ (см. рис. 3.23). Мы уже видели при рассмотрении значений ft , что матричный элемент Гамова—Теллера оказывается очень малым при таком распаде. Следовательно, этот тип распада может быть использован для установления различия между S - и V -взаимодействиями в β -распаде.

Полученные результаты почти так же убедительны, как и в случае перехода $0^+ \rightarrow 0^+$. Измеренная величина a явно свидетельствует о V -взаимодействии [235]. Сопоставляя результаты, полученные при изучении распадов ${}^{35}\text{Ar}$ и ${}^6\text{He}$, приходим к выводу, что в β -распаде осуществляется смесь V - и A -взаимодействий. Кроме того,

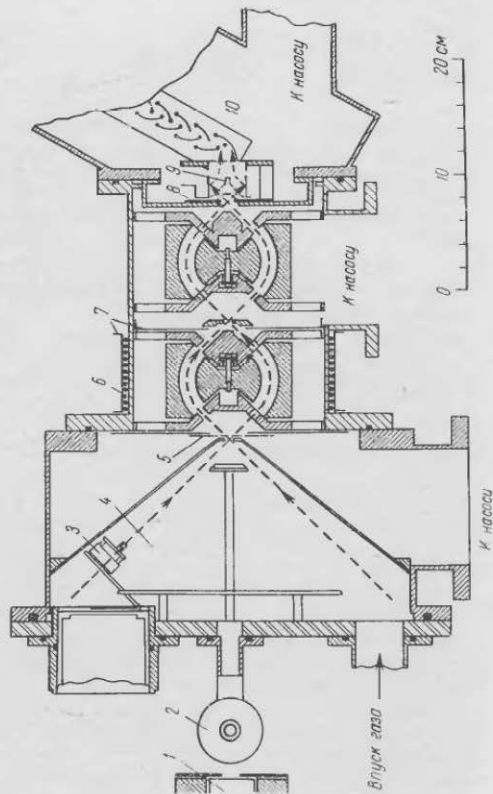


Рис. 3.24. Схема установки Германсфельда и др. [236] для измерения β - γ -угловой корреляции в β -распаде ^{59}Co и ^{90}Sr : 1 — β -монитор; 2 — ионизационный манометр; 3 — ионная пушка; 4 — объем источника; 5 — тормозящая сетка; 6 — катушка, создающая магнитное поле; 7 — мини-мезитал; 8 — сетка, создающая смещение; 9 — ускоритель; 10 — детектор нейтронов.

если константы взаимодействий Ферми и Гамова—Теллера примерно равны, то ясно, что коэффициент a должен почти исчезать в случае распада нейтрона, и мы практически совсем не должны наблюдать β - γ -угловой корреляции. Экспериментальные данные приведены на рис. 3.22 и 3.23.

3.5. β - γ -УГЛОВЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ*

Бета- и гамма-излучения неполяризованных и невыстроенных ядер имеют изотропные угловые распределения, так как в пространстве нет выделенного направления. Если, однако, ядра поляризованы, то, вообще говоря, угловое распределение интенсивности излучения анизотропно: оно зависит от угла между направлениями излучения и поляризации ядер.

В качестве простого примера углового распределения излучения, испускаемого поляризованными ядрами, рассмотрим распад ядра, спин которого равен единице и направлен в положительном направлении оси z (рис. 3.25). Предположим, что в результате распада оно переходит в состояние с нулевым спином, причем обна-



Рис. 3.25. Угловое распределение γ -квантов, испускаемых поляризованными ядрами.

ружено только γ -излучение со спиральностью $+1$, т. е. γ -кванты, спин и импульс которых параллельны. При качественном рассмотрении видно, что γ -кванты должны испускаться так, чтобы их спины в основном совпадали со спином ядра, т. е. их импульсы направлены вдоль ядерного спина. Это соответствует сохранению магнитного квантового числа. Точный расчет дает для углового распределения γ -квантов следующее выражение:

$$W(\theta) = (1 + \cos \theta)^2. \quad (3.92)$$

* Этот раздел был подготовлен при участии доктора Масато Морита.

В дальнейшем будет показано, что угловые распределения излучений должны зависеть от спина ядра, ядерных матричных элементов и т. д. Это означает, что на основании экспериментальных данных об угловых распределениях излучений, испускаемых ориентированными ядрами, можно получить новую информацию о ядерной структуре.

Интерпретация β - γ -корреляционных экспериментов не всегда однозначна. Действительно, анализ результатов наблюдений очень сложен, так как помимо возможного смешивания γ -квантов различных мультипольностей необходимо учитывать различные матричные элементы. Кроме того, может происходить интерференция, обусловленная как матричными элементами одинакового порядка, так и матричными элементами различных по-

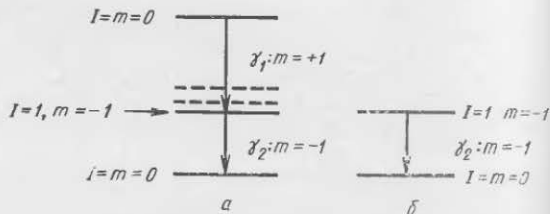


Рис. 3.26. Схемы распадов для неполяризованных (а) и поляризованных (б) ядер. Нетрудно видеть, что γ_2 имеет свойства γ -излучения, испускаемого поляризованными ядрами.

рядков. При интерпретации экспериментальных данных следует также использовать точные значения волновых функций, учитывающих конечные размеры ядра, и ввести поправки на экранирование. Такой всесторонний анализ выполнен с помощью вычислительных машин [406]. Приведем общий обзор основных принципов и методов, используемых при изучении β - γ -корреляции, без подробного анализа. Существует несколько методов ориентации ядер, например охлаждение до низких температур, метод оптической накачки. Есть простой метод отбора совокупности ядер с определенной ядерной ориентацией от совокупности неориентированных ядер — с использованием двух детекторов, регистрирующих по методу совпадений два последовательно испускаемых кванта в каскадном переходе. Так как число совпадений двух

регистраций γ -квантов зависит от угла между направлениями излучения, это явление называют угловой корреляцией.

Выясним, как достигается ориентация ядер в экспериментах по исследованию угловой корреляции, а затем дадим формулы для анализа экспериментальных данных.

Хорошо известно, что степень поляризации ядерного состояния I , которому соответствует магнитное квантовое число m , равна m/I . Так как у ядерного состояния I все подуровни, характеризуемые квантовым числом m , равноправны, в обычных условиях ориентация отсутствует: ядра не ориентированы. Если из группы хаотически ориентированных ядер можно отобрать совокуп-

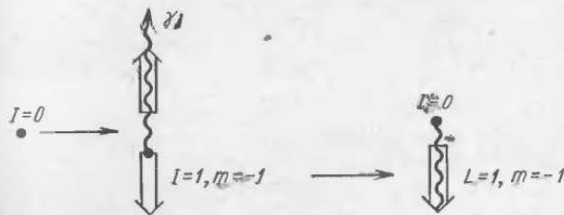


Рис. 3.27. Угловые корреляции двух γ -квантов.

ность ядер, находящихся в состоянии с определенным m , эта совокупность ядер будет существенно поляризована. Предположим, например, что мы имеем два последовательных γ -перехода, которым соответствует дипольное излучение (рис. 3.26). Допустим, что спин начального состояния равен нулю. Это означает, что ядро не ориентировано. Спины промежуточного и конечного состояний равны соответственно единице и нулю. Выберем в качестве оси квантования направление излучения, возникающего в результате первого перехода, и будем считать, что оно направлено вверх. Если ядро, находясь в начальном состоянии, испускает γ_1 -квант со спиральностью $+1$, то промежуточному состоянию соответствует $m=-1$; следует при этом учесть, что в рассматриваемой совокупности ядер нет промежуточных состояний с другими значениями m . Поскольку степень ядерной поляризации равна m/I , в возбужденном состоянии, образу-

шемся после испускания γ_1 , возникает *полная поляризация* вдоль отрицательного направления оси z (т. е. вдоль направления, противоположного испусканию γ_1). Квант γ_2 , испущенный при переходе с промежуточного уровня, имеет угловое распределение, характерное для поляризованных ядер. Известно, что γ -квант со спиральностью $+1$ испускается параллельно направлению ядерной поляризации, если происходит переход $1 \rightarrow 0$ (см. рис. 3.25). Следовательно, второй γ -квант направлен вниз (рис. 3.27), если это γ -излучение имеет спиральность $+1$. В итоге оба дипольных излучения направлены преимущественно в противоположных направлениях, если они имеют спиральности, равные $+1$, а схема распада в этом случае такова: $0 \rightarrow 1 \rightarrow 0$. Если γ -излучение в первом переходе не поляризовано, т. е. если определено направление излучения, но о спиральности ничего сказать нельзя, возникает промежуточный уровень, для которого $m = \pm 1$. Ядро в этом состоянии *выстроено* (не поляризовано) в направлении оси z . В этом случае γ -излучение испускается преимущественно в обоих направлениях: параллельно и антипараллельно оси z . Оба предыдущих случая обычно называют процессами с *угловой β - γ -корреляцией*. В связи с тем что угол между направлениями этих двух излучений одинаков, приведенные рассуждения остаются в силе, если в качестве оси z выбрано направление вторичных γ -квантов.

Нетрудно понять, что аналогичное рассмотрение может быть осуществлено и при изучении *угловой β - γ -корреляции*, если одно из γ -излучений заменить

β -излучением (рис. 3.28). Только в этом случае вместо углового момента γ -кванта следует рассматривать полный угловой момент системы, состоящей из электрона и антинейтрино. При таких условиях β -излучение имеет угловое распределение, выражающееся через члены, содержащие четные степени $\cos \theta$, где θ — угол между направлениями β - и γ -излучений. Эту закономерность называют *β - γ -корреляцией направлений*. С другой сто-

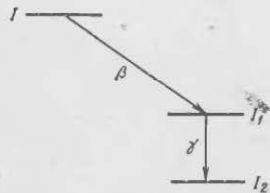


Рис. 3.28. β - γ -Каскадный переход.

роны, если в результате измерений обнаружена не только направленность излучений, но и круговая поляризация γ -квантов, промежуточное состояние поляризовано. Тогда в выражение, характеризующее угловую корреляцию, входят как *нечетные*, так и *четные* степени $\cos \theta$. Эту закономерность называют *корреляцией между β -частицей и γ -квантом круговой поляризации*. Обе эти корреляции обычно называют *β - γ -угловыми корреляциями*.

Только что было выяснено, что выстраивание, или поляризация в промежуточном состоянии каскадного перехода существенно влияет на угловую корреляцию. Однако поляризация, или выстраивание в промежуточном состоянии может быть возмущено взаимодействием ядерных моментов как с внутренними, так и с внешними электромагнитными полями. Поэтому после первого перехода степень ориентации спина в промежуточном состоянии со временем уменьшается. Для получения правильной угловой корреляции второй переход должен происходить до того, как будет утрачена ориентация ядра в промежуточном состоянии. Скорость уменьшения ядерной ориентации обычно определяется временем релаксации T . В этой главе будем предполагать, что T значительно больше периода полураспада промежуточного состояния $\tau_{1/2}$. При выполнении этого условия релаксация не влияет на угловую корреляцию. В большинстве случаев $\tau_{1/2}$ должен быть меньше 10^{-10} сек.

Первая попытка подсчитать угловую β - γ -корреляцию была предпринята в работе [166], вслед за которой появились новые работы, но в ней самой не были рассмотрены влияние ядерного поля на испускание электронов и интерференция, соответствующая матричным элементам различного порядка. Первые более точные формулы, используемые на практике, были даны в работах [326—328, 458, 462]. В то время когда этот вопрос изучался, в теории β -распада постулировалось сохранение четности, поэтому была исследована только β - γ -корреляция направлений. (Если четность строго сохраняется, эксперименты по установлению корреляции между β -частицей и γ -излучением круговой поляризации дают те же результаты, что и опыты по β - γ -корреляции направлений.) Были получены формулы, учитывающие двукратно запрещенные переходы и включающие все

члены, которые появляются в результате учета пяти релятивистски инвариантных типов β -взаимодействия.

Вскоре после открытия несохранения четности были исследованы корреляции между β - и γ -излучениями круговой поляризации для разрешенных и однократно запрещенных переходов. В работе [11] получены (с некоторыми ограничениями) формулы, учитывающие STP -взаимодействия, а в работах [329, 331] разработана теория для $STPVA$ -взаимодействий. В последнее время эти формулы были детально рассмотрены другими авторами [199, 266, 434], которые получили соотношения, позволяющие легко связывать большинство характеристик, получаемых экспериментально. Однако в более поздней работе [95] были выведены формулы, которые включают дополнительные матричные элементы двух типов. Один из них обусловлен поправками, учитывающими конечные размеры ядра, а второй — трехкратно запрещенными матричными элементами, полученными при обычном мультипольном разложении. Из предложенных формул следует, что электронные волновые функции Балла и Роуза могут быть использованы для вычисления параметров. Однако таблицы Балла и Роуза [62] составлены без учета экранирования ядерного заряда атомными электронами. Формулы для определения корреляционных параметров с учетом влияния экранирования были даны Бюришгом [96].

Начиная с 1949 г. было поставлено много экспериментов по определению β - γ -корреляции направлений. Данные, полученные в начале 50-х годов, менее точны, но на протяжении последних лет техника значительно развилась и в различных лабораториях были получены более точные данные. Установлена анизотропия в корреляции направлений для ^{36}Cl , ^{42}K , ^{76}As , ^{84}Rb , ^{86}Rb , ^{122}Sb , ^{124}Sb , ^{120}I , ^{152}Eu , ^{154}Eu , ^{166}Ho , ^{170}Tm , ^{186}Re и ^{198}Au . В связи с несохранением четности (см. разд. 4.8) за последние годы были также выполнены эксперименты по определению корреляций между β - и γ -излучением круговой поляризации.

Функции, определяющие угловую корреляцию. Функции, определяющие угловую корреляцию обозначены символом $W(\theta, \tau)$. Здесь θ — угол между направлениями испускания β - и γ -излучений, а τ — параметр, характеризующий круговую поляризацию γ -излучения. $W(\theta, \tau)$ выражают в виде ряда по степеням $\cos \theta$ или по полино-

мам Лежандра $P_n(\cos \theta)$, где $n=0, 1, 2, \dots$. Максимальное значение n равно наименьшему из трех целых чисел $2k+1$, $2L_1$ и $2I_1$. Здесь k , L_1 и I_1 соответственно степень запрета β -распада, мультипольность γ -излучения и спин промежуточного состояния.

Если не учитывать ограничений, обусловленных L_1 и I_1 , угловые корреляции определяются следующим образом.

Корреляция между направлениями вылета β -частицы и испускания γ -кванта круговой поляризации. Для разрешенных переходов

$$W(\theta, \tau) = 1 + \tau \left(\frac{v}{c} \right) A \cos \theta, \quad (3.93)$$

где v — скорость электрона.

Для однократно запрещенных переходов

$$W(\theta, \tau) = (1 + a \cos^2 \theta) + \tau \left(\frac{v}{c} \right) c \cos \theta (b + c \cos^2 \theta) \quad (3.94)$$

или

$$W(\theta, \tau) \sim 1 + \tau \left(\frac{v}{c} \right) A \cos \theta, \quad (3.95)$$

где

$$A = \frac{b + c \cos^2 \theta}{1 + a \cos^2 \theta}. \quad (3.96)$$

Здесь $\tau = +1$ (-1) для γ -излучения при правой (левой) круговой поляризации. Следует отметить, что $W(\theta, \tau)$ имеет один и тот же вид как для электрического, так и для магнитного излучений одного и того же порядка. Величины A , a , b и c зависят от спинов ядерных состояний, мультипольности γ -излучения, энергии электрона и нейтрино и от различных ядерных матричных элементов, характеризующих β -распад.

β - γ -Корреляция направлений. Функция, определяющая угловую корреляцию направлений, получается из уравнений (3.93) и (3.94) при $\tau=0$. Для разрешенных переходов распределение изотропное

$$W(\theta) = \text{const}. \quad (3.97)$$

Для однократно запрещенных переходов

$$W(\theta) = 1 + a \cos^2 \theta, \quad (3.98)$$

где

$$a = \frac{W(180^\circ) - W(90^\circ)}{W(90^\circ)} \quad (3.99)$$

Степень круговой поляризации \mathcal{P}_γ γ -излучения, совпадающего с β -излучением, определяется выражением

$$\mathcal{P}_\gamma = \frac{v}{c} A \cos \theta = \frac{W(\theta, +1) - W(\theta, -1)}{W(\theta, +1) + W(\theta, -1)} \quad (3.100)$$

Величины a и A называются соответственно *анизотропией* и *асимметрией*. Если в промежуточном состоянии спина равен 0 или 1/2, то a равно нулю, т. е. корреляция направлений изотропна. Асимметрия A также равна нулю, если промежуточное состояние имеет нулевой спин.

Кроме a и \mathcal{P}_γ можно измерить величины $|f|$ для β -перехода и форму поправочного множителя для β -спектра. На основании всех этих данных мы могли бы найти величины матричных элементов, характеризующих β -распад. Таким образом, эти величины позволяют получить очень полезную для понимания ядерной структуры информацию.

В двух последующих разделах мы приведем формулы для угловой корреляции в разрешенных и однократно запрещенных переходах. Схема распада имеет вид $I \xrightarrow{\beta, \gamma} I_1 \rightarrow I_2$. Здесь I , I_1 и I_2 соответственно спины начального, промежуточного и конечного состояний. При получении этих формул был использован VA-вариант теории β -распада, теория двухкомпонентного нейтрино ($C_V = C'_V$, $C_A = C'_A$) и инвариантность теории β -распада относительно обращения времени (C_V/C_A вещественно). Формулы без этих ограничений можно найти в работах [329, 331].

Разрешенные переходы. Для разрешенных β -переходов β - γ -корреляция направлений изотропна* и поправочные форм-факторы не зависят от энергии*.

* Существует небольшая анизотропия β - γ -корреляции направлений и незначительная зависимость от энергии поправочного фактора. Они обусловлены двукратно запрещенными переходами и дополнительным слагаемым, которое появляется на основании гипотезы сохраняющегося векторного тока [211, 332]. Ею можно пренебречь, за исключением небольшого числа отдельных случаев распада, таких, как у ^8Li , ^8B , ^{12}N , ^{13}B и ^{20}F .

В разд. 4.8 рассмотрена корреляция между направлениями вылета β -частицы и испускания чисто мультипольного γ -излучения круговой поляризации.

Однократно запрещенные переходы. В случае однократно запрещенных переходов существует, вообще говоря, шесть ядерных матричных элементов (см. стр. 96), если пренебречь поправками на конечные размеры ядра и матричными элементами высшего порядка [95]: для $L=0$ $\int \psi$ и $\int \sigma \cdot r$; для $L=1$ $\int \sigma$ и $\int \sigma \times r$; для $L=2$ $\int V_{ij}$. Здесь L — ранг ядерных матричных элементов, удовлетворяющий правилу отбора

$$|I - I_1| \leq L \leq I + I_1, \quad (3.101)$$

где I и I_1 — соответственно начальный и конечный спины. Поскольку угловая корреляция зависит только от отношения амплитуд ядерных матричных элементов, ее можно выразить через пять параметров, выбранных так, чтобы они были вещественными (мы исходим из инвариантности относительно обращения времени). Введем для β^\pm -распада пять ядерных параметров с помощью соотношений

$$r = \frac{\int \psi \mp (\alpha Z/2R) \int \sigma \cdot r}{\int \sigma \times r}, \quad (3.102)$$

$$s = \frac{\pm (\alpha Z/2R) C_A \int \sigma \times r + i (\alpha Z/2R) C_V \int r \mp C_V \int \alpha}{C_A \int \sigma \times r}, \quad (3.103)$$

$$i\omega = \frac{\int \sigma \cdot r}{\int \sigma \times r}, \quad (3.104)$$

$$ix = \mp \frac{C_V \int r}{C_A \int \sigma \times r}, \quad (3.105)$$

$$iz = \frac{\int B_{ij}}{\int \sigma \times r}. \quad (3.106)$$

Для β -распада числитель в (3.103) совпадает с величиной M , определенной формулой (3.65). Величины r и s , выраженные через линейные комбинации некоторых ядерных элементов, введены с целью упрощения соотношений, характеризующих β - γ -корреляции. Это имеет смысл только в том случае, если ядро можно рассматривать как точечный заряд. Преимущество этого приближения [257] заключается в том, что все кулоновские

множители $\alpha Z/2R$, входящие в формулы, выпадают из выражений для r и s .

Из определения параметров следует, что Z всегда положительно, а C_V/C_A отрицательно для $V-A$ -взаимодействия. Изменение знаков, обусловленное зарядовым сопряжением, учитывается удвоением знаков в приведенных выражениях, где верхний (нижний) знак относится к электрону (позитрону).

Рассмотрим подробнее формулы, определяющие угловые корреляции. $\beta-\gamma$ Корреляция направлений находится из выражения

$$W(\theta) = 1 + \epsilon P_2(\cos \theta). \quad (3.107)$$

Здесь

$$\epsilon = \frac{p^2}{E} \cdot \frac{1 + mE}{C(E)}, \quad (3.108)$$

где p и E — импульс и энергия, измеренные соответственно в единицах mc и mc^2 , а $C(E)$ — форм-фактор спектра

$$C(E) = a + bE^{-1} + cE + dE^2. \quad (3.109)$$

Угловая корреляция между β -частицей и γ -излучением круговой поляризации определяется выражением

$$W(\theta, \tau) = 1 + \tau \frac{p}{E} A \cos \theta, \quad (3.110)$$

где

$$A = \frac{f + gE + hE^2 + e(E^2 - 1) \left(\frac{5}{2} \cos^2 \theta - \frac{1}{2} \right)}{C(E) [1 + \epsilon P_2(\cos \theta)]}. \quad (3.111)$$

Все введенные величины ($a, b, c, d, e, f, g, h, l$ и m) не зависят от энергии. Они являются функциями ядерных параметров r, s, ω, x и z . Кроме того, ϵ, f, g, h, l и m зависят от ядерных спинов, участвующих в $\beta-\gamma$ -каскадном переходе. Для большинства неуникальных переходов $C(E)$ не зависит от энергии. Однако можно найти, например, f, g, h, l и m из опытов, измерив энергетическую зависимость $\beta-\gamma$ -угловых корреляций. Через f, g, h, l и m можно выразить пять ядерных параметров. Остается неизвестной только величина $\int \sigma \cdot r$, которая может быть найдена на основании из-

вестного периода полураспада $t_{1/2}$, характеризующего β -переход*:

$$\left| \int \sigma \times r \right| \int_1^{E_0} C(E) F(Z, E) p E q^2 dE = \frac{2\pi^3 \ln 2}{C_A^2 t_{1/2}} \cdot \frac{2I_1 + 1}{2I_2 + 1}. \quad (3.112)$$

Теоретически можно получить каждую из величин всех шести матричных элементов, если мы будем располагать полной информацией о $\beta-\gamma$ -корреляции направлений, корреляции между β -частицей и γ -излучением круговой поляризации, о спектре β -частиц и соответствующем периоде полураспада. В частности, для однократно запрещенного уникального перехода с $I-I_1 = \pm 2$ $\beta-\gamma$ -угловые корреляции определяются однозначно.

Общие формулы содержат все члены, но анализ экспериментальных данных можно упростить, выделяя доминирующие члены. Существует три фактора, сильно влияющих на корреляции: влияние членов, соответствующих большой кулоновской энергии взаимодействия, эффект погашения и правила отбора. Рассмотрим каждый из этих факторов.

Случай большой кулоновской энергии взаимодействия, ξ -приближение. В β -распаде средних и тяжелых ядер максимальная энергия электрона значительно меньше половины кулоновской энергии (измеренной на расстоянии ядерного радиуса R), т. е. $\alpha Z/2R \gg E_0$. В теории β -распада $\alpha Z/2R$ обычно обозначают ξ ; поэтому такую аппроксимацию называют ξ -приближением (см. стр. 97). При выполнении такого условия можно считать, что $r \gg 1$ или $\omega, a \gg 1$ или x , если нет взаимного погашения матричных элементов. Член, содержащий B_{ij} , должен быть просто опущен, так как в него не входит $\alpha Z/2R$. Поэтому все формулы ξ -приближения можно выразить только через r^2 и s^2 . Таким образом, все формулы сводятся к соотношениям, характеризующим разрешенные переходы. Иначе говоря: 1) поправочный форм-фактор не зависит от энергии; 2) $\beta-\gamma$ -корреляция направлений почти изотропна (анизотропия a фактически порядка $2RE_0/\alpha Z$ и пропорциональна p^2/E); 3) корреляция между β -частицей и

* Наше обозначение ядерных элементов отличается от обозначений Конопинского — Уленбека множителем $(2I_1 + 1)/(2I_2 + 1)$.

γ -излучением круговой поляризации, если заменить λ вещественным числом λ_1 , имеет для β^{\mp} -распада тот же вид, что и для разрешенных переходов:

$$\lambda_1 = \begin{cases} \frac{-C_A \int \gamma_5 \pm i(\alpha Z/2R) C_A \int \sigma \tau}{\pm (\alpha Z/2R) C_A \int \sigma \times \tau + i(\alpha Z/2R) C_V \int \sigma \tau} & \text{для } I_1 = I, \\ 0 & \text{для } I_1 = I + 1. \end{cases} \quad (3.113)$$

В качестве примера ядра, для которого можно использовать ξ -приближением, укажем ядро ^{198}Au .

Эффект погашения. Если в числителях (3.102) и (3.103) существует несколько погашающих друг друга матричных элементов, в результате чего кулоновские члены уже не играют доминирующей роли, мы должны использовать более точное выражение для угловой корреляции. В таком случае, вообще говоря, можно ожидать, что форм-фактор спектра и β -угловая корреляция сильно зависят от энергии. Хорошо иллюстрирует эффект погашения запрещенная форма спектра RaE (см. стр. 104), но в этом случае β -переход происходит в основное состояние и за ним не следует испускание γ -квантов.

Влияние правил отбора. Иногда ядерные правила отбора предсказывают, что некоторые ядерные матричные элементы, характеризующие β -распад ядер, равны нулю и не могут встречаться. Для случая однократно запрещенного β -распада эти правила отбора обычно приводят к уменьшению или исключению членов, зависящих от кулоновского взаимодействия. Рассмотрим, например, однократно запрещенный уникальный переход, для которого $|I - I_1| = 2$, где I и I_1 — соответственно спины начального и конечного состояний. Из правил отбора, приведенных на стр. 97, следует, что отличен от нуля только матричный элемент, для которого $L = 2$. Это означает, что все матричные элементы, за исключением $\int B_{ij}$, равны нулю. В частности, все члены, содержащие кулоновский множитель ξ , должны быть равны нулю. Форма спектра, обусловленная переходами, при которых только $\int B_{ji} \neq 0$, известны под названием α -спектров. Форма α -спектров сильно зависит от энергии, так как они содержат множитель $p^2 + q^2$ [см. уравнение (3.81)].

В дополнение к рассмотренному переходу, в котором проявляется зависимость от полного изменения ядерного

спина, существуют другие правила отбора, зависящие от модели. Эти правила отбора выполняются не строго и хороши только при условии, что выбранная модель дает хорошую аппроксимацию. Например, согласно правилу отбора по Δj (оно обусловлено оболочечной модели ядра с jj -связью), имеем $|j_p - j_n| \leq L \leq j_p + j_n$, где j_p и j_n — спины протона и нейтрона, участвующих в β -распаде, иначе говоря, начальный и конечный спины нуклона, испытывающего β -распад. Другим правилом отбора, зависящим от модели, является правило отбора по ΔK (см. стр. 101), применяемое к ротационным состояниям ядер; $|K_i - K_f| \leq L \leq K_i + K_f$, где K_i и K_f — соответственно значения ротационного квантового числа начального и конечного состояний.

Так как правила отбора, обусловленные выбором ядерной модели, выполняются не строго, матричные элементы, соответствующие значениям L , которые удовлетворяют условиям $L \leq |I_p - I_n| = \Delta I$ или $L \leq |K_i - K_f| = \Delta K$, не равны тождественно нулю. Если, однако, предположить, что ядерная модель дает хорошую аппроксимацию, то матричные элементы будут малы. Согласно правилам отбора, зависящим от выбранной ядерной модели, часто отличен от нуля только матричный элемент $\int B_{ij}$ и можно считать, что он велик по сравнению с матричными элементами, соответствующими $L = 1$ и $L = 0$. В таком случае говорят о *модифицированном B_{ij} -приближении*, при использовании которого полагают, что величина $\int B_{ij}$ в ξ раз больше величины матричных элементов $\int \tau$, $\int \sigma \times \tau$ и $\int \sigma \cdot \tau$. Теоретическое рассмотрение [4] также приводит нас к выводу, что, вообще говоря, матричные элементы $\int \gamma_5$ и $\int \alpha$ по порядку величины пропорциональны соответственно $i \xi \int \sigma \cdot \tau$ и $\xi \int \tau$. Тогда параметры, входящие в уравнения (3.102) — (3.106), удовлетворяют неравенствам $r, s, iz \gg iw, iv$. Исходя из модифицированного B_{ij} -приближения, можно выразить угловую корреляцию через два вещественных параметра:

$$x = r/z; \quad y = s/z. \quad (3.114)$$

Позже мы вернемся к B_{ij} -приближению, но сначала рассмотрим представляющие особый интерес ядра, которые могут быть использованы для иллюстрации упомянутых здесь эффектов. Отметим, что модифицированное B_{ij} -приближение, для которого $\int B_{ij}$, $\xi \int \tau$ и т. д., как предполагается, по порядку величины принимают среднее

значение между (а) чистым B_{ij} -приближением, для которого $\int B_{ij} \gg \xi \int g$, и (б) ξ -приближением, для которого $\int B_{ij} \ll \xi \int g$.

Типичные примеры. Рассмотрим β -распад ядер ^{168}Au , ^{124}Sb и ^{86}Rb .

ξ -Приближение. 99% β -распада ядер ^{168}Au происходит по схеме: $2^- \xrightarrow{\beta} 2^+ \xrightarrow{\gamma} 0^+$. Для этого β -распада $\alpha/2R \sim 16$, а $E_0 = 2,9$, поэтому можно ожидать, что ξ -приближение применимо. Действительно, эксперименты показывают, что для энергий, близких к E_0 , анизотропия $\sim 3\%$; спектр с точностью до $\pm 5\%$ имеет статистическую форму, а корреляция между β -частицей и γ -излучением круговой поляризации пропорциональна p/E . Поскольку применимо ξ -приближение, основную роль играют параметры s и r . Мы можем определить s и r , но нельзя найти значения отдельных ядерных матричных элементов.

Влияние правил отбора. Распад ^{124}Sb происходит по схеме $3^- \xrightarrow{\beta} 2^+ \xrightarrow{\gamma} 0^+$, максимальная энергия β -частиц равна 2,3 Мэв. Значение ft велико: $|gft|$ равен 10,2. Спектр значительно отклоняется от разрешенной формы, а β - γ -корреляция направлений указывает на большую анизотропию, $|e| \approx 40\%$. Поскольку отсутствует член, содержащий $P_4(\cos\theta)$, этот распад относится к однократно запрещенным переходам. На основании известных ft , форм-фактора спектра, β - γ -корреляции направлений и корреляции между β -частицей и γ -излучением круговой поляризации могут быть найдены четыре ядерных матричных элемента. Согласно недавнему анализу [322],

$$\frac{\int B_{ij}}{R} = (1,0 \pm 0,2) \cdot 10^{-2}, \quad \frac{\int r}{R} = (7,5 \pm 6,4) \cdot 10^{-4}, \quad (3.115)$$

$$i \frac{\int \sigma \times r}{R} = (15,5 \pm 5,9) \cdot 10^{-4}, \quad -i \int \alpha = (7,0 \pm 2,1) \cdot 10^{-4}. \quad (3.116)$$

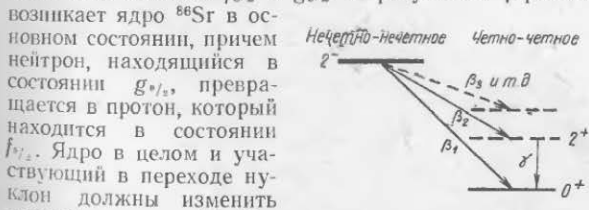
Обычно отношения $\int r/R$ и $i \int \sigma \times r/R$ порядка единицы, а $\int B_{ij}/R$ и $-i \int \alpha$ приблизительно 0,1. Значения (3.115) и (3.116) показывают, что матричные элементы для $L=1$ сильно подавлены. Значения $\int B_{ij}$ также сильно снижены, но значительно меньше матричных элементов, соответствующих $L=1$. Этот случай распада отчетливо демонстрирует влияние правил отбора. Соглас-

но теоретическим расчетам [253], для такого перехода матричные элементы должны быть очень малы и, вообще, должно существовать некоторое подавление матричных элементов, соответствующих переходам в первое возбужденное состояние 2^+ четно-четных ядер, если в этом конечном состоянии оба нуклона — нейтрон и протон, находятся вне замкнутой оболочки.

Структура состояния 2^+ в четно-четных ядрах [406]. Распады ^{86}Rb и ^{84}Rb являются частными случаями

распада по схеме $2^- \xrightarrow{\beta} 2^+ \xrightarrow{\gamma} 0^+$, представленной на рис. 3.29. Эта схема распада играет важную роль при изучении однократно запрещенных переходов. Нечетно-четное ядро, находящееся в основном состоянии 2^- , может в результате распада перейти либо в основное состояние 0^+ , либо в первое возбужденное состояние 2^+ четно-четного ядра. Обозначим эти переходы соответственно индексами 1, 2. При β_1 -переходе существует только один отличный от нуля матричный элемент (B_{ij})₁. В случае β_2 -перехода может появиться шесть однократно запрещенных матричных элементов.

Исследования β - γ -угловой корреляции при распаде ^{86}Rb могут пролить некоторый свет на свойства состояния 2^+ ^{86}Sr и дают возможность проверить применимость различных простых ядерных моделей. Так, согласно одночастичной модели, в основном состоянии ^{86}Rb нечетные протон и нейтрон находятся соответственно в состояниях $f_{5/2}$ и $g_{9/2}$. В результате β -распада возникает ядро ^{86}Sr в основном состоянии, причем нейтрон, находящийся в состоянии $g_{9/2}$, превращается в протон, который находится в состоянии $f_{5/2}$. Ядро в целом и участвующий в переходе нуклон должны изменить



угловой момент на $2\hbar$. Таким образом, форма β -спектра определяется матричным элементом B_{ij} . При β_2 -переходе угловой момент должен сохраняться. Однако если 2^+ -состояние у ^{86}Sr в основном имеет ту же природу, что и основное состояние в ^{86}Rb (напри-

Рис. 3.29. Схема распада типичного нечетно-нечетного ядра с основным состоянием 2^- .

мер, при образовании 2^+ -состояния нейтроны остаются на g -орбите, а не переходят в 0^1 -состояние), то в β_2 -переходе для нуклона, изменяющего свое состояние $\Delta j=2$, спектр имеет форму B_{ij} -спектра. К аналогичному выводу можно было бы прийти в том случае, если бы ядро ^{86}Sr было несферическим, вращающимся, причем состояние 2^+ имело бы почти ту же структуру, что и основное состояние (см. стр. 102). Действительно, у ^{86}Rb необычно велика β - γ -корреляция направлений (рис. 3.30) и корреляция между β -частицей и γ -квантом круговой поляризации (рис. 3.31), а относительная величина ядерных матричных элементов не совпадает с выводами ξ -приближения.

Недавно Эйхлер [159] произвел подробный расчет, используя более подходящую для ядер этой области оболочечную модель, в которой были учтены: взаимодействие спаривания и квадрупольные колебания поверхности вдоль линий, рассмотренных в работе [250]. С помощью этой модели Эйхлер смог удовлетворительно объяснить эмпирические данные, полученные при исследовании распада ^{86}Rb , согласно которым β_2 -распад ^{86}Rb нельзя объяснить ни на основании B_{ij} , ни на основании ξ -приближения. Ни одна ранее упомянутая простая модель не описывает достаточно хорошо состояние 2^+ у ^{86}Sr .

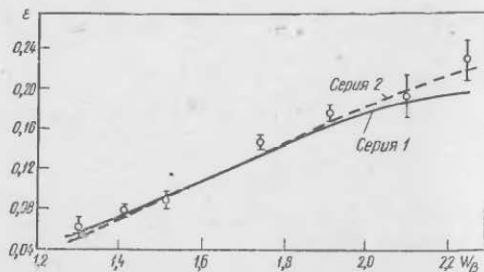


Рис. 3.30. Параметр β - γ -корреляции направлений как функция энергии β -распада ^{86}Rb [406].

Следует отметить, что распад ^{84}Rb очень похож на распад ^{86}Rb , но имеет совсем другие характеристики. Параметр ϵ корреляции направлений мал (рис. 3.32), а

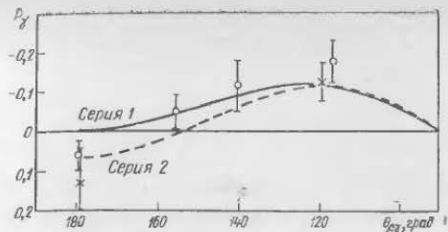


Рис. 3.31. Зависимость от угла $\theta_{\beta\gamma}$ β - γ -круговой поляризации P_{γ} ^{86}Rb . (В качестве β -детектора был использован амплитудный селектор импульсов):

× — экспериментальные данные Симмса и др. [406];
○ — Беа и Роджерса [90].

корреляция с излучением круговой поляризации измерена [90] с недостаточной точностью. На основании очень малой β - γ -угловой корреляции и почти разрешенной формы спектра можно было бы считать, что к ядру ^{84}Rb применимо ξ -приближение. Однако подробный анализ экспериментальных данных, относящихся к ^{84}Rb , выполненный Симмсом, показал, что существует два набора решений. В одном доминирует матричный элемент B_{ij} и получается хорошее совпадение с выводами теории СВТ. Матричные элементы для ^{84}Rb и ^{86}Rb сходны. Дру-

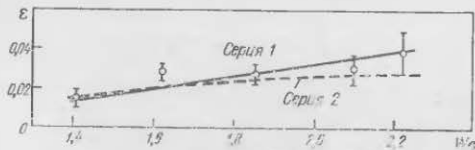


Рис. 3.32. Зависимость параметра ϵ от энергии W_{β}^3 β -распада ^{84}Rb [90].

гой набор матричных элементов, получающийся при изменении ядерного спина на единицу, дает результаты, сравнимые с набором B_{ij} , но абсолютная величина в этом случае составляет 50% того, что дает теория СВТ. Однако очень трудно на основании экспериментальных данных отдать предпочтение одному из этих наборов. Таким образом, должно быть более подробно исследовано влияние правил отбора, несмотря на то, что на первый взгляд ξ -приближение дает неплохие результаты.

НЕСОХРАНЕНИЕ ЧЕТНОСТИ В β -РАСПАДЕ

4.1. ЗНАЧЕНИЕ НЕСОХРАНЕНИЯ ЧЕТНОСТИ

В классической теории β -распада предполагалось, что гамильтониан инвариантен не только относительно собственных преобразований Лоренца, но и относительно инверсии P и обращения времени T . В 1956 г. Ли и Янг [280], впервые пытаясь проверить выводы о возможном несохранении четности в β -распаде, ввели более общую плотность гамильтониана, которая помимо имеющегося скалярного члена содержала псевдоскалярный член:

$$\begin{aligned} \mathcal{H}'_p = & g \left[\sum_i C_i (\bar{\psi}_p \hat{O}_i Q^+ \psi_n) (\bar{\psi}_e \hat{O}_i \psi_\nu) + \right. \\ & \left. + \sum_i C'_i (\bar{\psi}_p \hat{O}_i Q^+ \psi_n) (\bar{\psi}_e \hat{O}_i \gamma_5 \psi_\nu) + \text{э. с.} \right], \quad (4.1) \end{aligned}$$

где $i=S, V, T, A$ и P ; э. с.— эрмитово-сопряженные члены.

Назовем C_i константами связи для сохраняющих четность взаимодействий, а C'_i — константами связи для не сохраняющих четность взаимодействий (g принято за единицу). В действительности свойство членов C_i и C'_i сохранять четность зависит от относительной четности нейтрино по отношению к электрону. В классической теории β -распада условно принято, что нейтрино и электрон имеют одинаковую четность; тогда $C_i \neq 0$ и $C'_i = 0$. Такая связь известна под названием «четной». В противном случае, при условии, что нейтрино и e^- имеют противоположную четность, $C_i = 0$, $C'_i \neq 0$; такая связь считается «нечетной». Поэтому без измерения спина нейтрино [457] нельзя отличить C_i от C'_i .

Сохранение четности и спиральность нейтрино. С момента опубликования оригинальной работы Ли и Янга, посвященной исследованию возможности несохранения четности в β -распаде, читатели привыкли, что C_i и C'_i обозначают соответственно четную и нечетную константы связи β -взаимодействия. Однако первый эксперимент по определению четности показал, что нарушение сохранения четности достигает максимально возможного значения, поэтому на первый план выдвинулась гипотеза двухкомпонентного нейтрино. При таких обстоятельствах физический смысл C_i и C'_i становится более понятным, если константы связи выразить через спиральности нейтрино

$$C_i^n \equiv C_i - C'_i \quad \text{и} \quad C_i^+ \equiv C_i + C'_i,$$

где C_i^+ и C_i^n — амплитуды образования в β^+ -распаде соответственно правовинтовых (с положительной спиральностью) и левовинтовых (с отрицательной спиральностью) нейтрино, а C_i^+ и C_i^n — амплитуды образования в β^- -распаде левовинтовых и правовинтовых антинейтрино.

Если выполняется инвариантность относительно пространственной инверсии P , то левое неотлично от правого и число левовинтовых и правовинтовых нейтрино одинаково. Тогда $|C_i^+| = |C_i^n|$ и, следовательно, C_i или C'_i должны обращаться в нуль.

Изучение псевдоскалярных величин. В гамильтониан (4.1), характеризующий β -распад, наряду со скалярным членом включен псевдоскалярный член, в результате чего β -распад становится неинвариантным относительно четности. Поэтому должны быть отличны от нуля как константы связи C_i для сохраняющих четность взаимодействий, так и константы связи C'_i для не сохраняющих четность взаимодействий. Однако в старых экспериментах по β -распаду измерялись p_e и $p_\nu = -p_e - p_{\text{и.о.}}$, где $p_{\text{и.о.}}$ — импульсы иона отдачи. Ясно, что из этих двух полярных векторов нельзя образовать псевдоскаляра. При измерении скалярных величин следует в полученных выражениях вместо C_i писать величины, содержащие C_i и C'_i , для чего пользоваться подстановкой:

$$C_i \rightarrow |C_i|^2 + |C'_i|^2, \quad 2C_i C_j \rightarrow 2\text{Re}(C_i C_j^* + C'_i C_j'^*). \quad (4.2)$$

Члены типа $C_i C_j'$, которые получаются в результате интерференции между сохраняющей и несохраняющей четность частями (в том случае, если C_i и C_j' не равны нулю), не могут быть обнаружены. Поэтому экспериментальные сведения, полученные при изучении β -распада (форма β -спектров, значения $f t$, β - γ -угловые корреляции и β - γ -корреляции) не смогли выяснить вопрос о сохранении четности в β -распаде.

Ли и Янг [280] предложили для проверки сохранения четности в β -распаде измерять псевдоскаляр, образованный из экспериментально измеримых величин. Например, если измерены спин σ и импульс p или три импульса p_1 , p_2 и p_3 , то отличие от нуля таких псевдоскалярных членов, как $\langle \sigma \cdot p \rangle$ или $\langle p_1 \cdot p_2 \times p_3 \rangle$, непосредственно говорит о нарушении инвариантности относительно пространственной инверсии и поэтому о нарушении сохранения четности.

Эта теорема может быть доказана с помощью следующего примера. Пусть \mathbf{I} — единичный вектор, имеющий направление спина частицы или ядра, а \mathbf{p} — единичный вектор, определяющий направление импульса. Если четность сохраняется, среднее значение псевдоскалярной величины $\mathbf{I} \cdot \mathbf{p}$, которое определяется выражением

$$\langle \mathbf{I} \cdot \mathbf{p} \rangle = \int d\mathbf{r} \psi^*(\mathbf{r}) [\mathbf{I} \cdot \mathbf{p}(\mathbf{r})] \psi(\mathbf{r}), \quad (4.3)$$

где $\psi(\mathbf{r})$ — собственная функция, описывающая взаимодействие, должно быть равно нулю. При изменении знака \mathbf{r}

$$\langle \mathbf{I} \cdot \mathbf{p} \rangle = \int d\mathbf{r} \psi^*(-\mathbf{r}) [\mathbf{I} \cdot \mathbf{p}(-\mathbf{r})] \psi(-\mathbf{r}). \quad (4.4)$$

Если четность сохраняется, то по определению оператора P

$$P\psi(\mathbf{r}) = \psi(-\mathbf{r}) = \pm \psi(\mathbf{r}), \quad (4.5)$$

Из уравнения (4.4) имеем

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{I} \cdot \mathbf{p} \rangle &= \int d\mathbf{r} \psi^*(\mathbf{r}) [\mathbf{I} \cdot \mathbf{p}(-\mathbf{r})] \psi(-\mathbf{r}) = \\ &= - \int d\mathbf{r} \psi^*(\mathbf{r}) [\mathbf{I} \cdot \mathbf{p}(\mathbf{r})] \psi(\mathbf{r}) = - \langle \mathbf{I} \cdot \mathbf{p} \rangle. \end{aligned} \quad (4.6)$$

Поэтому $\langle \mathbf{I} \cdot \mathbf{p} \rangle = 0$, если четность сохраняется.

Обнаружить и измерить такие величины можно тремя способами: 1) по асимметрии в испускании β -частиц поляризованными ядрами; 2) по продольной поляризации β -частиц и 3) по β - γ -круговой поляризации.

Сущность эксперимента с поляризованными ядрами [452] заключается в том, что спины β -излучающих ядер выстраиваются вдоль одной оси, а затем определяют, нет ли преимущественного испускания β -частиц вдоль одного из направлений этой оси.

Для ориентации ядер используют то, что ядро обладает магнитным моментом μ . Когда ядерный магнитный момент μ взаимодействует с сильным магнитным полем, снимается вырождение, обусловленное $2I+1$ пространственными ориентациями. Поскольку μ мал, необходимое для ориентации этих незначительных магнитных моментов поле даже для $T \sim 0,01^\circ \text{K}$ очень велико, порядка 10^5 эс. К счастью, вблизи атомных ядер таких парамагнитных ионов, как Ni, Fe, Co, и некоторых редкоземельных элементов существуют сильные магнитные поля, обусловленные незаполненными дырками во внутренних электронных оболочках. Магнитные моменты у таких ионов примерно в тысячу раз больше, чем у ядер. Таким образом, парамагнитные ионы могут быть выстроены в умеренно сильных магнитных полях (сотни эрстед), а их необыкновенно сильные вблизи ядер поля ориентируют ядерные моменты. Этот остроумный метод ядерной ориентации был предложен независимо Роузом [368] и Гортером [217]. Для уменьшения влияния тепловых колебаний, которые стремятся нарушить упорядоченную ориентацию, радиоактивные ядра были введены в кристалл азотнокислого церий-магния $[2\text{Ce}(\text{NO}_3)_3 \cdot 3\text{Mg}(\text{NO}_3)_2 \cdot 24\text{H}_2\text{O}]$ охлажденного методом адиабатического размагничивания до температуры $0,01^\circ \text{K}$.

В эксперименте исследовался парамагнитный радиоактивный ^{60}Co , который распадается под влиянием только взаимодействия Гамова—Теллера [$\Delta I = 5 - 4 = 1$ (нет)]. Схема его распада приведена на стр. 89. Для изучения распределения β -частиц, испускаемых поляризованными ядрами, в этой задаче были преодолены две большие трудности. Радиоактивные ядра распределены в виде тонкого поверхностного слоя ($< 0,1$ мк) и поляризованы. Детектором β -частиц служил тонкий кристалл антрацена, который располагался внутри вакуумной камеры примерно на 2 см выше источника ^{60}Co при температуре приблизительно 1°K . Через стеклянное окошко и люцитовый светопровод длиной 120 см сцинтилляцион

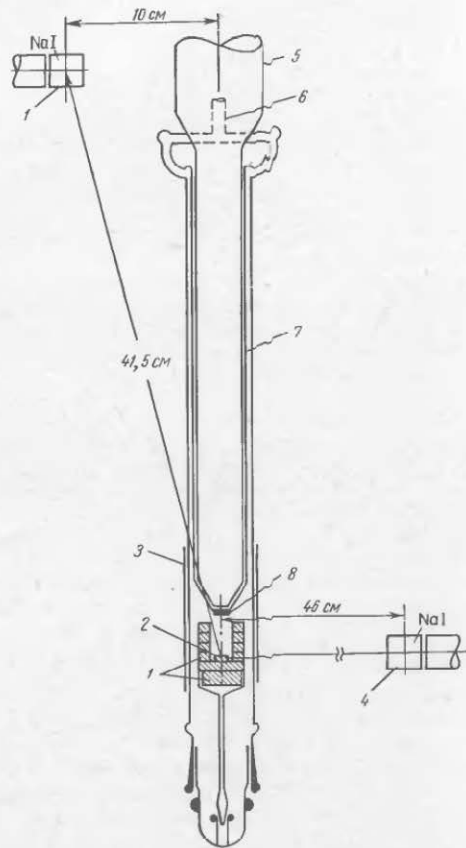


Рис. 4.1. Схема криостата, работающего на принципе магнитного охлаждения:

1 — контейнер из нитрата СеМg; 2 — образец; 3 — катушки индукционного термометра; 4 — сцинтилляционный детектор γ -излучения; 5 — люциновый светопровод; 6 — трубка вакуумной откачки; 7 — вакуумный объем; 8 — кристалл антрацена.

передавались к фотоумножителю, расположенному сверху криостата (при комнатной температуре). Схема экспериментальной установки приведена на рис. 4.1.

Степень поляризации ^{60}Co определяли, измеряя анизотропию распределения сопутствующего γ -излучения:

$$\epsilon_{\gamma} = \frac{W(\pi/2) - W(0)}{W(\pi/2)}. \quad (4.7)$$

Была обнаружена сильная β -асимметрия в угловом распределении β -частиц. На рис. 4.2 представлены γ -анизотропия и β -асимметрия как функции времени для

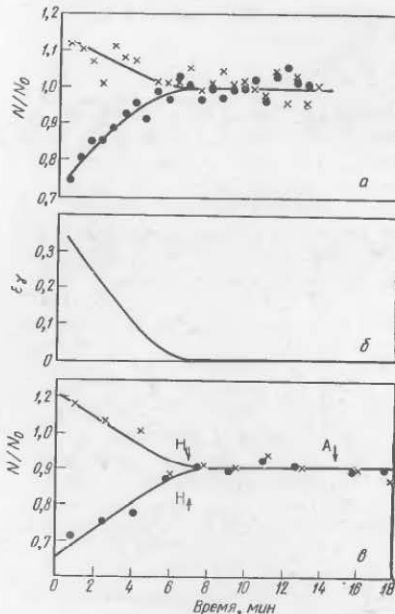


Рис. 4.2. Результаты измерения β -асимметрии и γ -анизотропии испускаемых при распаде поляризованных ядер ^{60}Co [452]:

N — скорость счета, N_0 — скорость счета при комнатной температуре; показана экваториальная (\times) и полярная (\bullet) счетчиков; а — γ -анизотропия; б — γ -анизотропия, вычисленная по формуле (4.7) для обоих направлений поляризуемого поля по показаниям двух счетчиков; в — β -асимметрия (амплитуда 10 в. точкой А показан момент пуска газа для нагрева); H_{\uparrow} и H_{\downarrow} показывают направление магнитного поля для точек \times и \bullet соответственно.

поляризуемого поля, направленного вверх и вниз. Время, необходимое для исчезновения β -асимметрии, хорошо совпадает со временем исчезновения γ -анизотропии. Знак коэффициента асимметрии отрицателен, т. е. β -частицы испускаются преимущественно в направлении, противоположном спину ядра. Это означает, что с точки зрения наблюдателя, связанного с испущенной β -частицей, ядро вращается по часовой стрелке: левое можно отличить от правого. Поэтому из эксперимента следует, что четность не всегда сохраняется.

Угловое распределение электронов описывается формулой (см. Приложение 6)

$$I(\theta) = 1 + A \frac{\langle I_z \rangle}{I} \cdot \frac{v}{c} \cos \theta, \quad (4.8)$$

где θ — угол между направлением ядерного спина и импульсом электрона; A — найденный из опыта параметр асимметрии, близкий к -1^* . Это значение говорит о том, что интерференционные эффекты, обусловленные членами с различной четностью, достигают максимально возможного значения. Таким образом, первый эксперимент по изучению четности не только обнаружил, что четность не сохраняется в β -распаде, но и указал на нечто более существенное и значительное. На основании значения параметра асимметрии A , установленного в опыте, по изучению β -распада поляризованных ядер ^{60}Co может быть получено много важных заключений. Из выражения A для β -распада ^{60}Co , который возникает в результате только гамма-теллеровского перехода (он, согласно результатам экспериментов по изучению β - γ угловой корреляции, характеризуется аксиально-векторным взаимодействием), получим

$$A = -2 \frac{\text{Re}(C_A^* C'_A)}{|C_A|^2 + |C'_A|^2} \approx -1. \quad (4.9)$$

* Наблюдаемая на опыте асимметрия $\sim 25\%$ (см. рис. 4.2)

$$\frac{W(0) - W(\pi)}{W(0) + W(\pi)} = -0,25 = A \frac{\langle I_z \rangle}{I} \frac{v}{c}, \quad \text{где } \frac{\langle I_z \rangle}{I} = 0,65,$$

подсчитана на основании γ -анизотропии; значение $v/c \approx 0,6$ получено с помощью амплитудного селектора импульсов. Кроме того, было подробно исследовано с помощью магнитного спектрометра обратное рассеяние электронов кристаллом нитрата CeMg и установлено, что оно составляет 30–35%. Следовательно, $A = -0,25(0,65 \times 0,60)^{-1} 3/2 \approx -1$.

Таким образом, наблюдавшаяся нами асимметрия означает, что* $C_A = C'_A$. Далее будет показано, что результаты, полученные в первом эксперименте с ^{60}Co , означают не только нарушение четности, но и отсутствие инвариантности относительно зарядового сопряжения ($C_i|C'_i$ — не чисто мнимая величина).

4.3. ДВУХКОМПОНЕНТНАЯ ТЕОРИЯ НЕЙТРИНО

Из равенства $C_A = C'_A$ следует, что полный нейтринный оператор имеет вид $(1 + \gamma_5)\psi$. Хорошо известно, что множитель $(1 \pm \gamma_5)/2$ действует на волновую функцию как проекционный оператор при продольной поляризации, причем для левой и правой поляризации соответственно имеем: $\frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\psi = \psi^+$, $\frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\psi =$

$= \psi^-$. Это представление особенно удобно, когда масса покоя частицы равна нулю, так как в этом случае ψ^+ не связано с ψ^- ; каждая из этих функций является собственной функцией гамилтониана, поэтому полная поляризация означает, что частица характеризуется правой или левой спиральностью. Простая и привлекательная двухкомпонентная теория нейтрино была независимо предложена Ландау [275], Саламом [384] и Ли и Янгом [281] в 1957 г. В обычной теории волновая функция нейтрино имеет четыре компонента: две для состояний с положительной энергией (нейтрино ν) с правой и левой поляризациями и две — для отрицательных состояний энергии (антинейтрино $\bar{\nu}$) также с правой и левой поляризациями. Если существует только одно полностью поляризованное состояние (как для нейтрино, так и для антинейтрино), то число компонент дираковской волновой функции нейтрино уменьшается с четырех до двух (см. ниже).

Напомним, что в 1929 г. Вейль [429] высказал предположение о возможности существования такой двухкомпонентной релятивистской частицы с нулевой мас-

* В то время, когда ставился эксперимент с ^{60}Co , не было известно, является ли взаимодействие Гамова — Теллера тензорным или аксиально-векторным. Для тензорного взаимодействия было бы $C_T = -C_T$.

сой покоя и спином $1/2$. Оно было отвергнуто Паули [342] из-за нарушения закона четности*.

Нулевая масса покоя нейтрино. Для A - V -взаимодействия нейтринный оператор имеет вид $(1 + \gamma_5)\psi_\nu$. Из соотношения

$$(1 + \gamma_5) = (1 + \gamma_5) \gamma_5 \quad (4.10)$$

следует, что гамильтониан для A -взаимодействия инвариантен относительно следующей замены волновой функции нейтрино ψ_ν :

$$\psi_\nu \rightarrow \gamma_5 \psi_\nu. \quad (4.11)$$

Подстановка (4.11) требует, чтобы в уравнении Дирака для *свободного нейтрино* была нулевая масса покоя нейтрино

$$\left(\sum_{\mu} \gamma_{\mu} \frac{\delta}{\delta x_{\mu}} + m_{\nu} \right) \psi_{\nu} = 0. \quad (4.12)$$

Подставим в это уравнение $\psi_{\nu} \rightarrow \gamma_5 \psi_{\nu}$:

$$\left(\sum_{\mu} \gamma_{\mu} \frac{\delta}{\delta x_{\mu}} + m_{\nu} \right) \gamma_5 \psi_{\nu} = 0. \quad (4.13)$$

Умножим (4.12) на γ_5 , тогда

$$\left(\sum_{\mu} \gamma_{\mu} \frac{\delta}{\delta x_{\mu}} - m_{\nu} \right) \gamma_5 \psi_{\nu} = 0. \quad (4.14)$$

Относительное изменение знака у двух членов этих уравнений обусловлено антикоммутацией γ_5 и γ_{μ} . Поэтому, для того чтобы гамильтониан как для свободного нейтрино, так и при учете взаимодействия был инвариантен относительно подстановки $\psi_{\nu} \rightarrow \pm \gamma_5 \psi_{\nu}$, *масса покоя нейтрино m_{ν} должна быть равна нулю.*

То, что при определенной спиральности нейтрино его масса покоя должна быть равна нулю, с физической точки зрения очевидно. Произведенные до сих пор эксперименты для определения массы нейтрино действительно говорят о малости масс, оказавшейся меньше 250 эв^{**} (см. разд. 2.5). Интересно отметить [289], что

* См., однако, замечания Тушека в *Rend. Scuola Intern. «Enrico Fermi», XI, 40 (1960)*.

** См. сноску на стр. 59. — *Прим. перев.*

если мы откажемся от сохранения лептонов, то волновая функция для двухкомпонентного нейтрино может быть построена при конечной массе покоя. Наоборот, двухкомпонентная теория требует, чтобы масса покоя была нулевой только при условии сохранения лептонов.

Спиральность нейтрино. Запись уравнения Дирака для нейтрино с *нулевой массой покоя* требует только трех антикоммутирующих эрмитовых матриц. Из-за отсутствия члена, содержащего массу, нейтрино может быть охарактеризовано двухкомпонентной спинорной функцией

$$i \frac{\delta}{\delta t} \psi_{\nu} = -i \alpha \cdot \nabla \psi_{\nu}. \quad (4.15)$$

Однако α можно представить в таком виде: $\alpha = -\gamma_5 \sigma = -\sigma \gamma_5$, где σ обозначает три 2×2 -матрицы Паули. Поэтому

$$i \frac{\delta}{\delta t} \psi_{\nu} = \mp i \alpha \cdot \nabla \gamma_5 \psi_{\nu}. \quad (4.16)$$

Для нейтрино с нулевой массой покоя можно произвести подстановку $\psi_{\nu} = \pm \gamma_5 \psi_{\nu}$ (знаки «+» и «-» соответствуют A - и T -взаимодействию), тогда

$$i \frac{\delta}{\delta t} \psi_{\nu} = \pm i \sigma \cdot \nabla \psi_{\nu}. \quad (4.17)$$

С помощью преобразования Фурье выражение (4.17) можно представить в виде:

$$H \psi_{\nu} = \mp (\sigma \cdot \mathbf{p}) \psi_{\nu}. \quad (4.18)$$

Здесь H — гамильтониан, а

$$E = \mp (\sigma \cdot \mathbf{p}) \quad (4.19)$$

есть собственное значение энергии рассматриваемого состояния (знаки «-» и «+» соответственно для A - и T -взаимодействия).

Спиральность ξ определяется с помощью соотношения

$$\xi = \frac{\sigma \cdot \mathbf{p}}{|\mathbf{p}|} = \begin{cases} +1 & \text{для правовитового движения,} \\ -1 & \text{для левовитового движения.} \end{cases} \quad (4.20)$$

Физический смысл соотношения (4.19) заключается в том, что для заданного импульса \mathbf{p} частица имеет два различных состояния, *этим двум различным состояниям с положительной и отрицательной энергиями соответствуют противоположные спиральности.* В таком случае

для аксиально-векторного взаимодействия (опыт с ^{60}Co) E и \mathfrak{h} для нейтрино равны:

$$E = -(\sigma \cdot \mathbf{p}), \quad \mathfrak{h} = -\frac{(\sigma \cdot \mathbf{p})}{|\mathbf{p}|}. \quad (4.21)$$

Иначе говоря, нейтрино имеет отрицательную, а антинейтрино — положительную спиральность. Этот вывод действительно совпадает с тем, что дают эксперименты по определению спиральности нейтрино.

4.4. ИНВАРИАНТНОСТЬ ОТНОСИТЕЛЬНО ОБРАЩЕНИЯ ВРЕМЕНИ И ЗАРЯДОВОГО СОПРЯЖЕНИЯ

Поскольку β -взаимодействие не инвариантно относительно пространственной инверсии, не следует удивляться тому, что оно может быть неинвариантным относительно двух других фундаментальных операций: обращения времени T и зарядового сопряжения C .

Обращение времени. При операции обращения времени $t \rightarrow -t$, но частица \rightarrow частица и $\mathbf{r} \rightarrow \mathbf{r}$. В классической теории движение динамической системы характеризуется свойством обращения времени, вытекающим из уравнения движения

$$m \frac{d^2 \mathbf{r}(t)}{dt^2} = -\nabla V(\mathbf{r}),$$

где V — потенциал, не зависящий от времени и производных по \mathbf{r} . Если $\mathbf{r}(t)$ — возможная траектория, то $\mathbf{r}(-t)$ — также траектория, как это следует из соотношения

$$m \frac{d^2 \mathbf{r}(-t)}{d(-t)^2} = m \frac{d^2 \mathbf{r}(-t)}{dt^2} = -\nabla V.$$

Легко видеть, что с точки зрения классической физики при применении оператора T величины, рассматриваемые во введении, преобразуются так:

$$\left. \begin{array}{ll} \mathbf{p} \rightarrow -\mathbf{p}, & \mathbf{r} \rightarrow \mathbf{r}, \\ \mathbf{J} \rightarrow -\mathbf{J}, & \mathbf{E} \rightarrow \mathbf{E}, \\ \sigma \rightarrow -\sigma, & \varepsilon \rightarrow \varepsilon. \\ \mathbf{H} \rightarrow -\mathbf{H}, & \end{array} \right\} \quad (4.22)$$

Хотя в квантовой теории (нерелятивистской квантовой механике и релятивистской теории поля) математическое представление оператора T намного сложнее (см. При-

ложения 1 и 3), преобразования, порождаемые этими величинами, аналогичны преобразованиям классической теории. Поэтому инвариантность относительно обращения времени означает, что для каждого состояния системы законы физики разрешают существование соответствующего обращенного состояния системы, для которого все частицы движутся в направлениях, противоположных первоначальным, с обращенными в противоположную сторону скоростями и спинами. Принцип детального равновесия для столкновений фактически является прямым следствием T -инвариантности.

Как можно проверить T -инвариантность в β -распаде? Мы видели, что \mathbf{p} и σ меняют знаки при обращении времени. Таким образом, нечетные функции σ и \mathbf{p} , например

$$\sigma \cdot \mathbf{p}_1 \times \mathbf{p}_2, \quad \mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{p}_2 \times \mathbf{p}_3 \quad \text{и} \quad \sigma_1 \cdot \sigma_2 \times \sigma_3,$$

меняют знаки при обращении времени. Можно предполагать, что экспериментальное измерение таких величин позволит установить неинвариантность относительно обращения времени. Однако это справедливо только тогда, когда отсутствуют сильные взаимодействия между различными продуктами распада в конечных состояниях. Например, если между частицами существует сильное взаимодействие, то между s - и p -волнами возникает определенная разность фаз; она меняет свой знак при обращении времени. Такой член, как $\sigma \cdot \mathbf{p}_1 \times \mathbf{p}_2$, был обнаружен при поляризации протонов в направлении, перпендикулярном плоскости pp -рассеяния, хотя известно, что обращение времени применимо при наличии сильных взаимодействий. Отличие от нуля этой нечетной функции действительно обусловлено сильными взаимодействиями, существующими между протонами в конечном состоянии. В β -распаде единственным взаимодействием в конечном состоянии является электромагнитное взаимодействие между испущенным электроном и ядром. Пренебрежение электромагнитным взаимодействием при распаде нейтрона в конечном состоянии приводит к малой погрешности порядка $1/137$, но для более тяжелых ядер поправка, равная по порядку величины αZ , ощутима. Принцип, положенный в основу доказательства T -инвариантности, заключается в измерении относительных фаз констант связи C_i . Если T — инвариант, то все C_i вещественны, и наоборот. Это можно доказать, опираясь на следующие аргументы.

В Приложениях 1 и 3 показано, что в отличие от операторов S и P оператор T не может быть представлен унитарным оператором U_T . Он имеет вид

$$T = U_T \times \text{оператор комплексного сопряжения.}$$

В настоящее время наиболее общим выражением для плотности β -гамильтонна \mathcal{H}_β является линейная комбинация членов \mathcal{H}_i , описывающих различные типы взаимодействий:

$$\mathcal{H}_\beta = \sum_i C_i \mathcal{H}_i. \quad (4.23)$$

При обращении времени каждое слагаемое \mathcal{H}_i приобретает только фазовый множитель. Если мы предположим, что все эти фазовые множители включены в C_i , то полный гамильтониан \mathcal{H}_β при обращении времени можно записать в виде

$$T \mathcal{H}_\beta T^{-1} = \sum_i C_i^* \mathcal{H}_i. \quad (4.24)$$

Из условия инвариантности относительно обращения времени следует, что $T \mathcal{H}_\beta T^{-1} = \mathcal{H}_\beta$, поэтому $C_i = C_i^*$, т. е. константы связи C_i вещественны.

Зарядовое сопряжение. Под зарядовым сопряжением понимают операцию C , которая приводит к замене: частица \leftrightarrow античастица, $r \rightarrow r$, $t \rightarrow t$.

В отличие от лево-правой симметрии, связанной с операцией четности, инвариантность относительно зарядового сопряжения не имеет простого геометрического смысла. Она обусловлена алгебраическими свойствами комплексных величин в релятивистской квантовой теории, в которой описание частицы не отличается от описания античастицы, и существенно опирается на симметрию, существующую между материей и антиматерией. Из релятивистской теории Дирака следует, что у каждой частицы есть античастица с такими же массой и спином, но с противоположными зарядом и барионным или лептонным числами. Поэтому инвариантность относительно зарядового сопряжения означает, что для каждого состояния системы частиц существует состояние, отличающееся только заменой: частица \rightarrow античастица.

Чтобы проверить инвариантность теории β -распада относительно зарядового сопряжения C , следует произ-

вести опыты не только с частицами, но и с античастицами; измерить некоторые корреляции, чтобы выяснить, одинаковы ли они. Например, для проверки применимости зарядового сопряжения к поляризационным экспериментам с ^{60}Co нужно повторить те же исследования с антикобальтом и измерить асимметрию в позитронном распаде, чтобы выяснить, будет ли она такой же, как и при распаде обычного ^{60}Co . Естественно, что такие эксперименты выходят за рамки наших возможностей. Однако уже было упомянуто, что первый эксперимент с ^{60}Co также показал, что в β -распаде* нарушается и зарядовое сопряжение.

Прямое доказательство неннвариантности относительно зарядового сопряжения может быть получено в результате рассмотрения последовательных распадов $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$. Было найдено, что поляризация μ^+ и e^+ , образующихся при распаде π^+ , противоположна поляризации** μ^- и e^- , испускаемых при распаде π^- . Это служит убедительным доказательством нарушения зарядового сопряжения.

При инвариантности относительно зарядового сопряжения амплитуда испущенных в результате β^- -распада ($A \rightarrow B + e^- + \bar{\nu}$) антинейтрино должна быть равна амплитуде правовинтовых нейтрино, которые возникают при β^+ -распаде ($A \rightarrow B + e^+ + \nu$), потому что зарядовое сопряжение только заменяет материю антиматерией. В действительности мы имеем нечто иное. Спин и импульс остаются неизменными; то же происходит и со спиральностью. Используя аргументы, приведенные в Приложении 4, можно записать $|C_i^+| = |C_i^-|$. Это эквивалентно утверждению, что C_i/C_i^+ — чисто мнимая величина.

В двухкомпонентной теории нейтрино нарушается инвариантность как относительно пространственной инверсии P , так и относительно зарядового сопряжения C . Левовинтовое нейтрино, заглянувшее в зеркало, обна-

* Б. Л. Иоффе, А. П. Рудик, Л. Б. Окунь [см. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 32, 396 (1957)] показали, что несохранение пространственной четности и асимметрия в испускании β -частиц поляризованными ядрами указывают на нарушение зарядовой инвариантности. — *Прим. перев.*

** Спиральность μ -мезона впервые была измерена А. И. Алихановым, Г. П. Елисеевым и В. А. Любимовым (Proc. of the Annual International Conference on High Energy of Rochester, N. Y., 1960). — *Прим. перев.*

ружит там правовинтовое нейтрино, но, согласно двух-компонентной теории нейтрино, такого состояния не существует (рис. 4.3). Частицей, зарядово-сопряженной левовинтовому нейтрино, является левовинтовое анти-нейтрино. Однако антинейтрино может существовать только в правовинтовом состоянии. Таким образом, зарядово-сопряженное состояние нейтрино не является разрешенным состоянием. Это явно говорит о нарушении

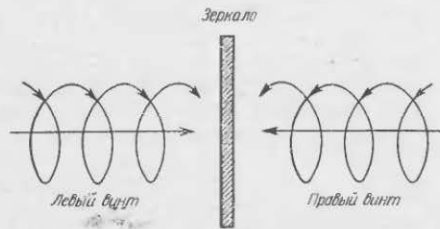


Рис. 4.3. Два нейтрино при зеркальном отражении.

инвариантности относительно зарядового сопряжения. Кроме того, видно, что неоднократно упоминавшиеся фирцевские интерференционные члены, имеющие при S - и V -взаимодействиях вид $C_S C_V^* + C_S^* C_V$, а при A и T -взаимодействиях $C_T C_A^* + C_T^* C_A$, теперь автоматически обращаются в нуль, потому что нейтрино или антинейтрино, ассоциируемые с S - и T - или V - и A -взаимодействиями, имеют противоположные спиральности; поэтому интерференция отсутствует. По той же причине комбинации V и T или S и A не дают интерференции между фермиевскими и гамов-теллеровскими членами.

CPT -теорема, CP -инвариантность. Комбинированная операция CPT изменяет знаки всех четырех пространственно-временных координат и превращает каждую частицу в соответствующую ей античастицу. Эта исключительно простая операция коммутирует с собственными однородными преобразованиями Лоренца. Следовательно, если локальный лагранжиан теории инвариантен относительно собственных преобразований Лоренца, он будет инвариантен и относительно произведения CPT (и перестановок этих множителей), хотя теория может

не быть инвариантной относительно каждой из трех *отдельно* взятых операций C , P и T .

Из CPT -теоремы следует, что у любой частицы и ее античастицы масса покоя и продолжительность жизни должны быть одинаковыми. Это заключение находится в согласии со всеми известными результатами. Так, например, экспериментально найденные продолжительности жизни μ^+ и μ^- равны с точностью, не меньшей 0,1%.

Эта теорема была впервые установлена Людерсом [295, 296]. Таким образом, в релятивистской теории поля можно записать взаимодействие, которое нарушает C -, P - и T -инвариантность или инвариантность двух таких операций, например CP . Однако, для того чтобы записать взаимодействие, нарушающее инвариантность комбинированной операции CPT , мы должны были бы исходить из теории, которая радикально отличается от любой из существующих схем. Несколько раньше Швингер [390, 395] использовал нечто похожее на CPT для установления связи между спином и статистикой. Затем Паули [344] подробно рассмотрел этот вопрос и показал, что так называемое сильное отражение следует из инвариантности относительно собственных преобразований Лоренца и связи между спином и статистикой. Поэтому эту теорему часто называют теоремой Швингера—Людерса—Паули. Если P не сохраняется при слабых взаимодействиях, то из теоремы CPT -инвариантности следует, что по крайней мере одна из оставшихся величин (C или T) не сохраняется. Из поляризационного эксперимента с ^{60}Co и распадов $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e$ следует, что зарядовое сопряжение, так же как и четность, не сохраняется при наличии слабых взаимодействий. В этом случае особенно интересно выяснить, выполняется ли все же инвариантность относительно обращения времени. Если операция обращения времени T является инвариантом, то из CPT -теоремы следует, что инвариантом является и операция *комбинированной инверсии* CP , которая была рассмотрена Ландау [275], Виком [442] и Янгом [462] еще до того, как было открыто несохранение четности в слабых взаимодействиях. Комбинированная инверсия CP приводит к замене всех частиц их античастицами и осуществляет зеркальное отражение при сохранении право-левой асимметрии в пространстве. Это действительно очень привлекательная идея. В 1964 г., однако, точные исследования распада K_2^0 -мезонов

[1, 110] показали, что CP -инвариантность также нарушается (но это нарушение не превышает 1%). В противовес ему нарушение C - и P -инвариантности по отдельности достигает максимально возможного значения. В настоящее время существует ряд предположений [289, 358] о причинах наблюдающегося при K_S^0 -распаде нарушения CP -инвариантности*. Дальнейшие экспериментальные исследования, осуществляемые в настоящее время, позволят проверить предложенные объяснения**.

Интересно отметить, что если четность не сохраняется, то обе константы (C_i и C'_i) отличны от нуля, если же применимо обращение времени, то обе величины C_i и C'_i вещественны. В этом случае очевидно, что зарядовое сопряжение не может быть инвариантом, так как C_i/C'_i должно быть чисто мнимой величиной. К такому же выводу можно прийти, используя CPT -теорему.

Число независимых констант связи. Неинвариантность \mathcal{H} при обращении времени требует, чтобы 10 компонент связи, которые выражаются через 18 вещественных параметров*** (5— C_i и 5— C'_i), были комплексными. Паули [347] и другие авторы [164, 246] указали, что в случае несохранения числа лептонов — например, если при β -распаде может испускаться не только антинейтрино $\bar{\nu}$, но и нейтрино ν — имеется 20 комплексных величин. Однако число вещественных параметров, которые могут быть экспериментально определены, равно всего лишь 35 [282]. К счастью, экспериментальные данные, кажется, подтверждают как инвариантность относительно обращения времени, так и сохранение числа лептонов. Следовательно, число констант связи, подлежащих определению, сводится к девяти. Если мы, кро-

* Если предположить, что CPT -теорема справедлива, то отсюда следует, что слегка нарушается симметрия обращения времени.

** См. предисловие к переводу.

*** Все поддающиеся измерению величины зависят от произведения вида $C_i^{l^*} \times C_j^l$ и $C_i^{l^*} \times C_j^l$ (интерференция между процессами с испусканием правовинтовых и левовинтовых нейтрино отсутствует). Таким образом, не меняя физических результатов, можно умножить все константы связи на общий фазовый множитель $e^{i\alpha}$ (α вещественно). В действительности можно ввести два независимых фазовых множителя $e^{i\alpha_l}$ и $e^{i\alpha_{\bar{l}}}$ соответствующих правого и левовинтового нейтрино. Таким образом, число независимых констант связи равно 18, а не 20.

ме того, будем исходить из двухкомпонентной теории нейтрино, число независимых констант связи уменьшится до пяти, как в старой теории.

4.5. СОХРАНЕНИЕ ЛЕПТОННОГО И МЮОННОГО ЧИСЕЛ

Ядерный β -распад можно записать так:

$$p + e^- \leftrightarrow n + \nu.$$

Здесь один лептон поглощается, а другой испускается. Это приводит к мысли, что приписываемое частицам и античастицам лептонное число l всегда сохраняется. Закон сохранения лептонов был предложен Конопинским и Махмудом* [260] для того, чтобы выяснить, почему запрещены некоторые процессы распада. Интерес к нему возрос после ниспровержения закона сохранения четности в слабых взаимодействиях [281, 452]. Этот закон утверждает, что если каждому лептону приписать лептонное число, то сумма лептонных чисел должна сохраняться во всех реакциях.

Двухкомпонентная теория нейтрино не исключает возможности того, что в β -распаде иногда испускается нейтрино, а иногда антинейтрино. Однако результаты экспериментального исследования спиральности мюонов, испускаемых в распаде пиона, указывают, что распад π^+ всегда происходит по схеме $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$, а не по схеме $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}$. Таким образом, если считать, что e^- , μ^- и ν являются частицами, которым соответствует лептонное число $l=1$, а e^+ , μ^+ и $\bar{\nu}$ — античастицы с $l=-1$ (π , γ , K и все тяжелые частицы имеют $l=0$), то число лептонов во всех наблюдаемых распадах сохраняется.

Последнее открытие [133], показавшее, что нейтрино, связанное с $\pi \rightarrow \mu$ -распадом (ν_μ), отличается от нейтрино, участвующего в ядерном β -распаде ν_e , означает, что $\pi \rightarrow \mu$ -распад происходит по схеме $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$, а распад $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_e$ запрещен.

Эти выводы (см. разд. 7.4) наводят на мысль, что имеют место два закона сохранения — закон сохранения мюонного числа m и закон сохранения лептонного числа l . Частицам и античастицам приписываются лептон-

* Представление о лептонном заряде было введено независимо в работе Я. Б. Зельдовича [см. «Докл. АН СССР», 86, 505 (1952)]. — Прим. перев.

6 Бета-распад

ное и мюонное числа следующим образом:

$$l = \begin{cases} 1 & \text{для } e^-, \nu_e, \\ -1 & \text{для } e^+, \bar{\nu}_e, \\ 0 & \text{для всех остальных, включая } \mu, \nu_\mu \text{ и т. д.} \end{cases} \quad (4.25)$$

$$m = \begin{cases} 1 & \text{для } \mu^-, \nu_\mu, \\ -1 & \text{для } \mu^+, \bar{\nu}_\mu, \\ 0 & \text{для всех остальных (включая } e, \nu_e \text{ и т. д.).} \end{cases} \quad (4.26)$$

Причем алгебраическая сумма l или m сохраняется во всех реакциях. Любая линейная комбинация l и m также сохраняется. Например, распад $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ разрешен, а распад $\mu^- \rightarrow e^- + \gamma$ запрещен [см. соотношения (4.25) и (4.26)].

Известные в настоящее время экспериментальные данные фактически не дают реальных доказательств, что законы сохранения лептонных и мюонных чисел выполняются, но ничто их не опровергает. Если эти законы в общем выполняются (что представляется весьма вероятным), то это может привести к далеко идущим выводам. Отсутствие некоторых обратных β -процессов (см. разд. 5.3) и безнейтринного двойного β -распада (см. разд. 5.2) также можно рассматривать как существенное подтверждение сохранения лептонов*.

4.6. ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ И НЕЙТРИНО В β -РАСПАДЕ

В связи с тем что четность не сохраняется, среднее значение псевдоскалярной величины $\langle \sigma_e \cdot \mathbf{p}_e \rangle$, образованной из подпадающих измерению векторов спина и импульса электрона, может быть отлично от нуля, т. е., если импульс электрона \mathbf{p}_e служит осью квантования для установления ориентации спина электрона, проекция которого принимает значения $\pm 1/2$, то преобладающие одной из этих ориентаций рассматривают как право- или левовинтовую продольную поляризацию. Фактически из наблюдавшейся асимметрии углового распределения электронов, испускаемых поляризованными ядрами ^{60}Co , легко можно сделать вывод о лево-

винтовой продольной поляризации. Бета-распад ^{60}Co возникает в результате только взаимодействия Гаммова — Теллера, которое приводит к тому, что в переходе $5 \rightarrow 4$ испущенные электрон и антинейтрино должны унести единицу углового момента. Так как наблюдается испускание электронов преимущественно в направлении, противоположном спину ^{60}Co , большинство электронов должно иметь собственный спин, направленный в сторону, противоположную вектору их импульса; следовательно, мы имеем, как это показано на рис. 4.4, левовинтовую продольную поляризацию для A - и T -взаимодействий.

Экспериментальные данные о продольной поляризации β -частиц поразительны и просты*. Общепринят вывод, что электроны, испускаемые при радиоактивном распаде, обладают отрицательной спиральностью (σ_e и \mathbf{p}_e антипараллельны), а позитроны — положительной (σ_e и \mathbf{p}_e параллельны). Для релятивистских энергий ($v/c \approx 1$) мы имеем почти полностью поляризованные электронный и позитронный пучки. Этот результат вновь совпадает с предсказаниями двухкомпонентной теории нейтрино.

Общая формулировка задачи об электронной поляризации. Рассмотрим общее выражение для слагаемых, входящих в плотность гамильтониана

$$(\bar{\psi}_e \hat{O}_i Q + \psi_n) [\bar{\psi}_e \hat{O}_i (1 \pm \gamma_5) \psi_n] + \text{э. с.} \quad (4.27)$$

Функция $\bar{\psi}_e$, входящая в лептонный ковариант, равна $\bar{\psi}_e \gamma_4$, поэтому в выражении (4.27) входит множитель $\bar{\psi}_e \gamma_4 \hat{O}_i (1 \pm \gamma_5) \psi_n$ (знак плюс относится к V -, A -, а ми-

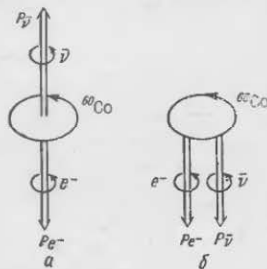


Рис. 4.4. Связь между спиральностями лептонов, испускаемых при распаде ^{60}Co для аксиально-векторной (а) и тензорной (б) связи.

* См. предисловие к переводу.

* Некоторые неубедительные указания на существование поляризации β -частиц были получены много лет тому назад (см. сноску на стр. 35).

нус — к S -, T -, P -взаимодействиям). Знаки V - и S -взаимодействий установлены только на основании теории, поскольку отсутствуют эксперименты с поляризованными ядрами, которыми можно было бы руководствоваться. С другой стороны, экспериментально установленная спиральность электронов может дать информацию о корреляции, существующей между типом β -взаимодействия и спиральностью нейтрино. Поскольку $\gamma_5 \hat{O}_i = -\hat{O}_i \gamma_5$ для V, A , а для S, T, P $\gamma_5 \hat{O}_i = \hat{O}_i \gamma_5$, учитывая, что $\gamma_4 \gamma_5 = -\gamma_5 \gamma_4$, можно получить

$$\Psi_e^\dagger \gamma_4 \hat{O}_i (1 \pm \gamma_5) \Psi_\nu = \Psi_e^\dagger (1 + \gamma_5) \gamma_4 \hat{O}_i \Psi_\nu. \quad (4.28)$$

Отметим, что для всех пяти типов взаимодействия появляется множитель $(1 + \gamma_5)$. Эрмитово-сопряженный член имеет вид

$$\Psi_e^\dagger \gamma_4 \hat{O}_i (1 + \gamma_5) \Psi_e. \quad (4.29)$$

Для релятивистских энергий $E_e \gg mc^2$ электрон можно рассматривать как частицу с нулевой массой покоя: $\frac{1}{2}(1 + \gamma_5)$ — проекционный оператор, используемый для выделения состояний, которым соответствует полная левовинтовая продольная поляризация. Таким образом, мы имеем левовинтовые электроны для всех пяти взаимодействий. Если $(v/c) \ll 1$, то уже нельзя предполагать, что $m=0$. В этом случае правая и левая части электронной волновой функции не являются независимыми. Иначе говоря, $(1 + \gamma_5)\Psi_e$ уже не является собственной функцией гамильтониана и в этом случае не возникает полная продольная поляризация, требующая, чтобы $m=0$. Поляризация электронов фактически исчезает при скорости, стремящейся к нулю. Используя обычный метод проектирования конечного состояния электрона на собственное состояние $\sigma_e \cdot p_e$ и вычисляя следы, получим простое выражение для поляризации β^\pm -частиц (вывод см. в Приложении 4.1):

$$\mathcal{P} = \frac{\langle \sigma_e \cdot p_e \rangle}{|p_e|} = -\frac{v}{c} \cdot \frac{E}{|E|},$$

где энергия состояния E положительна для β^- - и отрицательна для β^+ -частиц. Общее выражение для линей-

ной комбинации β -взаимодействий, содержащее C_i и C_i' , имеет вид:

$$\mathcal{P}_{\beta^\pm} = \pm \frac{v}{c} \times \frac{2 \operatorname{Re} [(C_S C_S'^* - C_V C_V'^*) |M_\Phi|^2 + (C_T C_T'^* - C_A C_A'^*) |M_T|^2]}{(|C_S|^2 + |C_V|^2 + |C_S'|^2 + |C_V'|^2) |M_\Phi|^2 + (|C_T|^2 + |C_A|^2 + |C_T'|^2 + |C_A'|^2) |M_T|^2}. \quad (4.30)$$

Если мы положим $C_S = -C_S'$, $C_T = -C_T'$ (для левовинтовых антинейтрино) или $C_V = C_V'$, $C_A = C_A'$ (для правовинтовых антинейтрино), то

$$\mathcal{P}_{\beta^\pm} = \mp \frac{v}{c}.$$

Измерение поляризации β^\pm -частиц*. Первой эту продольную поляризацию при β -распаде наблюдала группа Фраунфельдера [192]. Они использовали источник ^{60}Co и метод моттовского рассеяния и получили $\mathcal{P} \sim -v/c$, что хорошо согласуется с обнаруженной асимметрией испускания электронов поляризованными ядрами в эксперименте с ^{60}Co .

Существует три основных метода, используемых для определения электронной поляризации: 1) кулоновское рассеяние тяжелыми ядрами (моттовское рассеяние); 2) рассеяние электронов на свободных электронах (рассеяние Меллера или Баба); 3) круговая поляризация, испущенного вперед тормозного излучения.

Кулоновское рассеяние. Когда поперечно-поляризованный электрон ($\sigma_e \perp p_e$) рассеивается ядром, его сечение рассеяния зависит также от относительной ориентации спина σ_e и направления орбитального углового момента l (рис. 4.5) в результате взаимодействия магнитного момента электрона с магнитным полем, которое действует на электрон, движущийся в ядерном кулоновском поле. Электроны с направленными вниз спинами, попадающие на мишень, рассеиваются преимущественно налево, если смотреть вдоль луча. Для спина и орбитального момента, направленных в противополож-

* [168, 221, 348, 424]. Тот, кого в основном не интересуют детали экспериментов, может пропустить весь этот раздел.

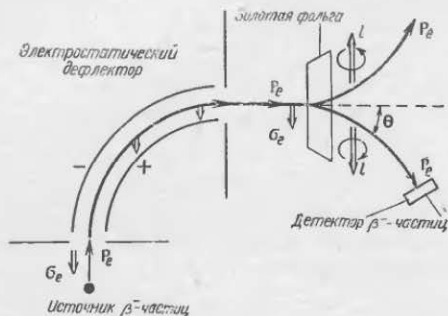


Рис. 4.5. Схема опыта по определению зависимости сечения рассеяния от поляризации β -частиц.

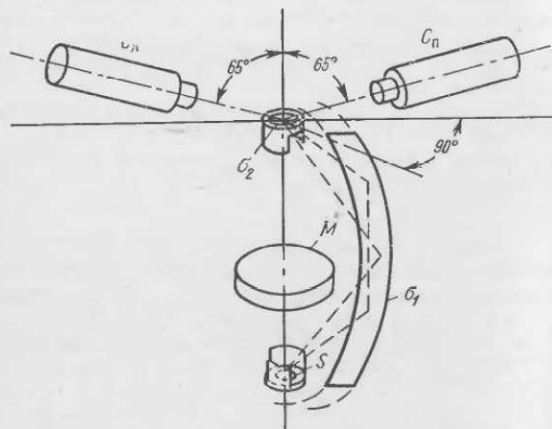


Рис. 4.6. Схема опыта по двойному рассеянию [138]:
 S — источник; σ_1 и σ_2 — фольги соответственно из алюминия и золота; M — свинцовый экран, исключающий прямое попадание излучения из S на σ_2 .

ные стороны, магнитное взаимодействие усиливает притяжение электронов ядром.

Физическую идею, лежащую в основе моттовского рассеяния (рис. 4.6), легко понять, если рассмотреть процесс рассеяния, используя систему, в которой электрон покоится. На рис. 4.7 схематически показано действие эффективного магнитного поля H , обусловленного током

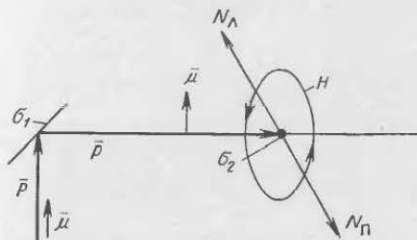


Рис. 4.7. Двойное рассеяние продольно-поляризованных электронов.

положительных ядер σ_2 , движущихся навстречу электрону, когда происходит рассеяние электрона на мишени. Видно, что магнитное взаимодействие электронов, пролетающих справа (Π) от ядра, совпадает с направлением электрического взаимодействия. в то время как при прохождении слева (λ) от ядра магнитное и электрическое взаимодействия направлены в противоположные стороны. Поскольку при прохождении справа электроны в результате рассеяния приближаются к плоскости чертежа, а при прохождении слева удаляются от этой плоскости, ясно, что приближающееся положительно заряженное ядро вызывает отклонение электронов со спинами, направленными вниз, т. е. с магнитными моментами, направленными вверх, преимущественно влево.

Чтобы применить этот метод к измерению продольной поляризации электронов, мы должны превратить продольно-поляризованный электрон в поперечно-поляризованный с помощью одного из следующих методов: а) статического электрического поля; б) скрещенных электрических и магнитных полей; в) двойного рассеяния.

Статическое электрическое поле. Метод статического электрического поля был впервые* предложен Тольхуком и де Гроотом [424]. Если не учитывать релятивистских эффектов, принцип превращения продольной поляризации в поперечную очень прост. Электростатические силы на спин не действуют и не меняют его направления, в то время как вектор импульса электрона непрерывно поворачивается. Таким образом, направление движения постепенно изменится, пока не станет перпендикулярным направлению спина электрона (см. рис. 4.5). Однако в релятивистском случае спин электрона также поворачивается под влиянием поля в том же направлении, что и импульс. Чтобы в этом случае векторы импульса и спина были взаимно перпендикулярны, вектор импульса должен непрерывно менять свое направление и отклоняться на угол, значительно превышающий $\pi/2$ (на который отклоняется в нерелятивистском случае). Необходимая величина угла поворота импульса релятивистского электрона определяется выражением

$$\frac{\pi/2}{1 - E_{кин}/E},$$

где $E = E_{кин} + m_0c^2$. Для $E_{кин} \approx 1$ Мэв необходимое отклонение равно $3\pi/2$, т. е. в три раза больше отклонения, необходимого для нерелятивистских электронов.

Скрещенные E - и H -поля. Пучок электронов направляют под прямым углом к обоим полям, которые сами образуют прямой угол. Отношение $|E|/|H| = v/c$ выбирают таким, чтобы электроны с энергией, соответствующей этому отношению, не отклонялись, а абсолютная величина напряженностей должна обеспечивать поворот спинов электронов на заданные углы в разных точках области, пересекаемых электронным пучком. В некотором отношении эта система более гибка, чем основанная на отклонении чисто электростатическим полем. Однако нельзя пренебрегать теми трудностями, которые возникают из-за изменения траекторий электронов под влиянием магнитного поля. К тому же фокусирующие свойства системы сильно меняются с величиной

* Этот метод независимо был использован А. И. Алихановым, Г. П. Елисеевым, В. А. Любимовым (Алиханов А. И. и др. Доклад на конференции в Падуе, Венеция (1957); см. «Ж. эксперим. теор. физ.», 34, 1045 (1958). — Прим. перев.

поворота спина; поэтому мы фактически не можем использовать гибкости этого метода превращения состояния продольной поляризации в состояние с определенной степенью поперечной поляризации, хотя на первый взгляд это кажется возможным. Способ скрещенных полей, использованный для поворота спина Каванафом и др. [99], показан на рис. 4.8. Предварительный

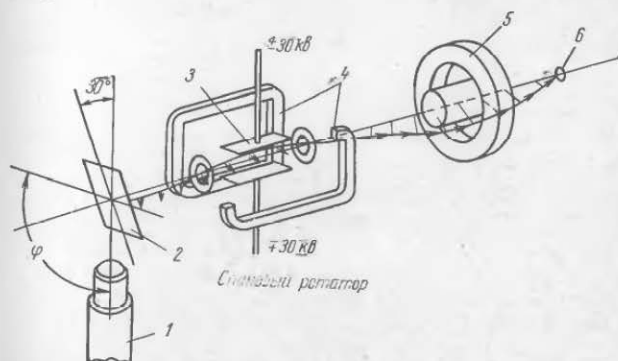


Рис. 4.8. Моттовское рассеяние золотой фольгой для измерения поляризации электронов:

1 — поляриметр; 2 — золотая фольга (мишень); 3 — пластины, создающие электрическое поле; 4 — катушка, создающая магнитное поле; 5 — спектрометр с тонкой линзой; 6 — источник.

отбор β -частиц с определенной энергией осуществлялся с помощью магнитной линзы, которая не меняла поляризации, так как $\sigma_e \cdot p_e$ является интегралом движения в области, где отсутствует электростатическое поле ($E=0$). Для ^{60}Co и ^{198}Au была обнаружена полная поляризация электронов: $-v/c$.

Двойное рассеяние. Третий метод, заключающийся в использовании двойного рассеяния, был предложен де Шали и др. [138]. Первоначальное направление спина после рассеяния остается неизменным, поэтому продольная поляризация электрона превращается в поперечную после рассеяния на угол 90° . Установка, использованная де Шали и др., показана на рис. 4.6. Первая мишень (тонкая алюминиевая фольга в виде дуги окружности) фактически служит преобразователем продольной поляризации в поперечную.

Источник и вторая мишень расположены на концах диаметра этой дуги. Таким образом, для большого интервала углов, под которыми испускаются электроны из источника, полный угол рассеяния равен 90° . У золотой фольги (вторая мишень) под углом 75° (для электронов, испускаемых ^{22}P , с энергиями, превышающими 900 кэв) наблюдается асимметрия, равная 5%. Этот результат позволил авторам прийти к выводу, что поляризация первичного пучка равна 100%. Кроме того, однозначно был определен отрицательный знак поляризации.

Объяснение наблюдаемой лево-правой асимметрии. Асимметрия, наблюдаемая в опытах по моттовскому рассеянию, обычно определяется следующим образом:

$$\delta = \frac{N(\varphi) - N(\varphi + \pi)}{N(\varphi) + N(\varphi + \pi)} = \eta_e a_{\pm}(\theta) \sin \varphi. \quad (4.31)$$

Здесь $N(\varphi)$ — число отсчетов в единицу времени под азимутальным углом φ ; η_e — спиральность электрона; $a_{\pm}(\theta)$ — множитель, характеризующий право-левою асимметрию. Множитель право-левой асимметрии $a_{\pm}(\theta)$ для угла 90° при однократном рассеянии продольно-поляризованных позитронов и электронов и $Z=80$ показан на рис. 4.9 [28, 300, 401]. Видно, что для электронов ожидаемая асимметрия велика и ее максимум лежит вблизи 160 кэв. Для позитронов же эффект асимметрии значительно меньше, потому что кулоновское отталкивание мешает позитронам вплотную приблизиться к ядру. Метод моттовского рассеяния очень чувствителен к асимметрии измерительной установки. Каванаф [99] и Гринберг [222] независимо друг от друга исследовали различные возможности возникновения погрешностей и нашли, чем, скорее всего, они обусловлены.

К инструментальным погрешностям относятся: 1) неоднородность пучка, которая приводит к тому же эффекту, что и смещение пучка относительно инструментальной оси (эта погрешность учтена не полностью, несмотря на введение поправочных коэффициентов для различных излучателей от Au до Al); 2) многократное рассеяние — оно должно быть более детально исследовано и учтено; 3) деполяризация, возникающая из-за рассеяния в источнике и подложке источника, которая приводит к уменьшению наблюдаемой асимметрии.

Поскольку возможны систематические ошибки, поляризационные эксперименты легко могут привести к ложным результатам, поэтому для обеспечения определенной степени надежности все результаты следует тщательно проверить, чтобы исключить возможность ошибочных выводов.

Результаты измерений поляризации с помощью моттовского рассеяния приведены в табл. 4.1. Они полностью подтверждают, что $\mathcal{P}_{\beta^{\pm}} = \mp v/c$.

Таблица 4.1

Результаты моттовского рассеяния

Ядро	Спиновый ротатор	$\eta/\%$	$\mathcal{P}_{\beta^{\pm}}$	Литература
^{60}Co	Цилиндрическое поле E	0,47—0,49	$(-0,16) - (-0,40)$ 0,07	[192]
	Скрененные E- и H-поля	0,60	$-0,65 \pm 0,13$	[99]
	Цилиндрическое поле E	0,58	$-0,49 \pm 0,012$	[65]
		0,64	$-0,60 \pm 0,012$	
		0,70	$-0,70 \pm 0,014$	[222]
^{42}K	Цилиндрическое поле E	0,695	$-0,715 \pm 0,035$	[92]
	Сферическое поле E	0,6 Мэв	$-(0,990 \pm 0,009) v/c$	[92]

Рассеяние электронов свободными электронами. Основная идея очень проста. Рассеяние электронов электронами зависит от спина. Теория рассеяния электронов электронами была впервые дана Меллером [324], а рассеяние позитронов электронами было рассмотрено Баба [59]. Основные различия этих двух типов рассеяния заключаются в неразличимости частиц при e^+e^- -рассеянии и в возможном виртуальном образовании пар для e^+e^- -рассеяния. После установления несохранения четности в β -распаде дальнейшие результаты для этих же двух типов рассеяния продольно поляризованных электронов и позитронов были получены Бинсером [63] и Фордом и Муллимом [189]. Бинсер нашел, что для e^+e^- -рассеяния в борновском приближении (предполагая электроны свободными) отношение двух поперечных сечений Φ_{\perp} :

(спины параллельны) и $\Phi_{\downarrow\uparrow}$ (спины антипараллельны) равно

$$\frac{\Phi_{\uparrow\uparrow}}{\Phi_{\downarrow\downarrow}} = \frac{\gamma^2(1+6X+X^2) - 2\gamma(1-X) + 1 - X^2}{8\gamma^2 - 2\gamma(4-5X+X^2) + 4 - 6X + 2X^2}, \quad (4.32)$$

где γ — полная энергия в лабораторной системе координат, при измерении которой принято, что $mc^2=1$; $X \equiv (1-2W)^2$; W — передаваемая в процессе столкновения кинетическая энергия.

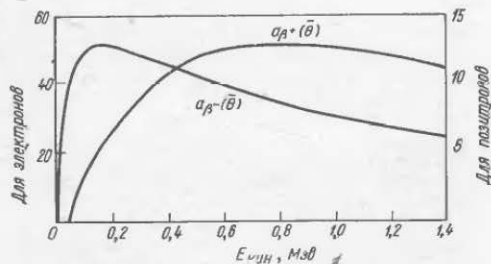


Рис. 4.9. Зависимость право-левой асимметрии $a_R(\theta)$ от кинетической энергии поперечно-поляризованных электронов и позитронов, рассеянных на 90° ядрами Hg [28, 300].

На основании рис. 4.10 можно сделать вывод, что зависимость поперечного сечения от спина проявляется наиболее отчетливо в случае симметричного рассеяния (т. е. при условии, что оба электрона после рассеяния обладают одинаковыми энергиями). Трудность отделения от превосходящего по величине кулоновского рассеяния может быть преодолена с помощью техники совпадений при высоких энергиях и отбора по энергиям и углам. В качестве мишени может быть использована любая магнитная фольга с приблизительно прямоугольной зависимостью W от H , например супермендюр, дельтамакс и т. д. Этот метод был впервые применен Фраунфельдером и др. [192] к измерению поляризации β^- -частиц, испускаемых ядрами ^{32}P и ^{144}Pr . Их экспериментальная установка схематически изображена на рис. 4.11. Дальнейшие исследования, осуществленные Ву и др. [453], показали, что для отделения чисто

комptonовских электронов (обусловленных сопутствующими γ -квантами), регистрируемых методом совпадений, должны быть соблюдены предосторожности

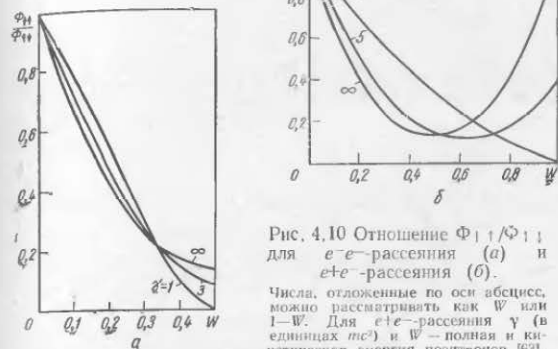


Рис. 4.10. Отношение $\Phi_{\uparrow\uparrow}/\Phi_{\downarrow\downarrow}$ для e^-e^- -рассеяния (а) и e^+e^- -рассеяния (б).

Числа, отложенные по оси абсцисс, можно расширять как W или $1-W$. Для e^+e^- -рассеяния γ (в единицах mc^2) и W — полная и кинетическая энергия позитронов [63].

при выборе энергии. В противном случае может быть получено неправильное представление о числе меллеровских процессов столкновения. Более детально разрабо-

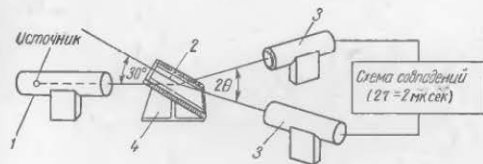


Рис. 4.11. Схема установки для измерения e^-e^+ -меллеровского рассеяния:

1 — коллиматор; 2 — рассеивающая фольга из дельта-макса; 3 — сцинтилляционный счетчик (кристаллы антрацена); 4 — стальной каркас с катушками подмагничивания.

таянная методика отбора энергий магнитным спектрометром с тонкой линзой была использована в работе [427]. Теоретический расчет показал, что максимальная величина эффекта, которую можно наблюдать, близка к 15%, но вследствие неполного насыщения магнитной фольги

и наклона пучка по отношению к ней регистрируемый эффект может достигать только 7—8%. Результаты, полученные при экспериментах этого типа, приведены в табл. 4.2. Они вновь находятся в согласии с предсказываемым теорией значением $\mathcal{P}_{\beta^{\pm}} = \mp v/c$.

Таблица 4.2

Поляризация β -частиц, полученная на основании меллеровского рассеяния]

Ядро	Интервал энергии, Мэв	$\lambda = \frac{2(n_{\uparrow\uparrow} - n_{\uparrow\downarrow})}{n_{\uparrow\uparrow} + n_{\uparrow\downarrow}}$	$\mathcal{P}_{\beta^{\pm}}$	Литература
^{82}R ($1^{+} \rightarrow 0^{+}$)	$> 0,15$	$+0,06 \pm 0,007$	$-1,0 \pm 0,11$	[193]
	$> 0,4$	$+0,069 \pm 0,010$	$-1,0 \pm 0,16$	[193]
	$> 0,15$	$+0,051 \pm 0,003$	$-0,91 \pm 0,08$	[211]
	$0,66-0,99$	—	$-1,00 \pm 0,02$	[427]
^{90}Y ($2^{-} \rightarrow 0^{+}$)	$0,6-0,9$	$+0,0742 \pm 0,010$	$-0,99 \pm 0,14$	[452]
	—	—	$-0,84 \pm 0,08$	[264]
^{198}Au ($2^{-} \rightarrow 2^{+}$)	$> 0,15$	$+0,017 \pm 0,013$	—	[211]
	$0,3-0,5$	$+0,0665 \pm 0,0133$	$-1,02 \pm 0,19$	[152]
	$> 0,15$	$+0,051 \pm 0,009$	$-0,89 \pm 0,17$	[204]
RaE ($1^{-} \rightarrow 0^{+}$)	$460-810$	—	$-0,98 \pm 0,03$	[427]
	$> 0,15$	$+0,036 \pm 0,0005$	$-0,64 \pm 0,10$	[211]
	$521-950$	—	$-0,75 \pm 0,03$	[427]
^{68}Ga β^{+}	$1030-1300$	—	$0,99 \pm 0,09$	[427]

Круговая поляризация* направленного вперед тормозного излучения. Оказывается, что продольная поляризация β^{-} и β^{+} -излучений приводит к круговой поляризации как тормозного излучения (электромагнитного излучения, обусловленного ускорением или замедлением заряженных частиц), так и аннигиляционного излучения на лету, вызываемого заряженными частицами. Это впервые обнаружили Гольдгабер, Гродзинс и Суэяр [218], а первые теоретические расчеты дал Мак Вой [314]; их продолжили Фронсдал и Юбералл [196]. Степень круговой поляризации тормозного излучения приближается к степени поляризации релятивистских β -частиц при больших значениях

* Определение круговой поляризации см. в разд. 4.8.

энергии, переносимой вперед. Максимум круговой поляризации определяется выражением:

$$\mathcal{P}_{\text{макс}} = \left(1 - \frac{1}{2E_0^2} \mathcal{P}_e\right), \quad (4.33)$$

где E_0 — кинетическая энергия электрона, измеренная в $m c^2$, а \mathcal{P}_e — продольная поляризация электрона. Если энергия электрона равна 1 Мэв, $E_0 \approx 2$, то $\mathcal{P}_{\text{макс}} = 0,88$, поэтому перенос спиральности довольно высок. Кроме

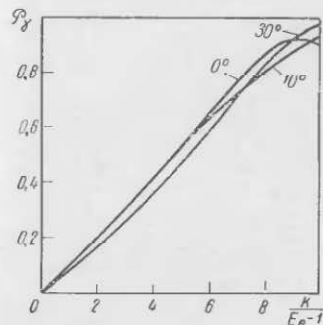


Рис. 4.12. Круговая поляризация \mathcal{P}_{β} тормозного излучения, испускаемого полностью продольно-поляризованными электронами, начальная полная энергия которых $E_e = 6$ ($\approx 2,5$ Мэв), как функция относительной энергии фотонов $K/(E_e - 1)$: 0, 10 и 30° — углы, под которыми испускаются фотоны относительно направления падающего электрона.

того, для электронов высоких энергий круговая поляризация их тормозного излучения почти не зависит от угла излучения, как показано в работе [196] (рис. 4.12).

Экспериментальная установка Гольдгабера и др. [218] изображена на рис. 4.13. Источником служил ^{90}Y (находящийся в равновесии с ^{90}Sr). Он покрыт монелем (100 мг/см^2 ; $Z_{\text{эф}} \approx 28$) и расположен над намагниченным цилиндром (20 000 гс) длиной 12,7 см, под которым расположен сцинтилляционный счетчик NaI(Tl) размером $7,6 \times 7,6$ см. Измерялась зависимость

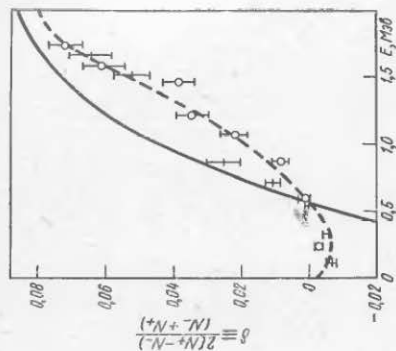


Рис. 4.14. Экспериментальные значения δ и теоретическая кривая, полученная для β^+ (сплошная кривая). Модифицированная кривая (штрихованная) построена с учетом [218].

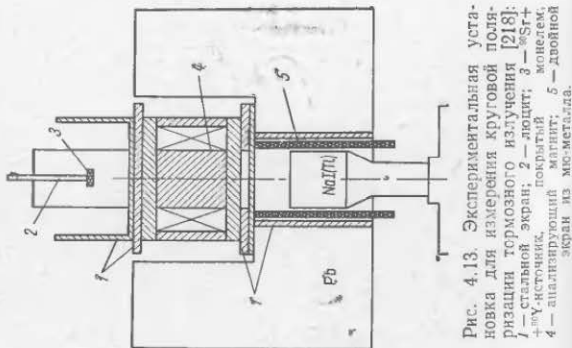


Рис. 4.13. Экспериментальная установка для измерения круговой поляризации тормозного излучения [218]: 1 — стальной экран; 2 — люцит; 3 — ^{90}Sr ; 4 — γ -источник, покрытый пленкой; 5 — двойной экран из металла; 6 — люцит; 7 — люцит.

круговой поляризации от энергии тормозного излучения. Обнаруженный эффект асимметрии при энергии 1,8 Мэв составлял 7%, т. е.

$$\delta = \frac{2(N_- - N_+)}{N_- + N_+} = -0,07 \pm 0,005, \quad (4.34)$$

где $N_+(N_-)$ — число отсчетов в единицу времени при магнитном поле, направленном вдоль (против) тормозного излучения. Отрицательный знак явно указывает, что круговая поляризация тормозного излучения, а следовательно, и спиральность β^- -частиц отрицательны. Обнаруженная зависимость асимметрии от энергии тормозного излучения изображена на рис. 4.14. Для подсчета абсолютной величины круговой поляризации на основании наблюдающейся асимметрии следует точно знать распределение магнитного поля в железе; это не простая задача. Бем и Ванстра [84] и Шоппер и Голстер [393] также использовали комплексное рассеяние вперед в немагнитном железе кольцеобразной геометрии для изучения круговой поляризации тормозного излучения. Они нашли, что электроны, испускаемые Zr , ^{170}Tm и ^{90}Y , обладают поляризацией $\mathcal{P}_e(v/c) \cong \pm 1$.

Измерение продольной поляризации позитронов. Принцип, положенный в основу измерения спиральности позитронов, основан на использовании зависимости аннигиляционных процессов от спина.

Можно выделить три следующие группы: а) круговая поляризация аннигиляционных квантов на лету; б) сечение аннигиляции позитронов на поляризованных электронах; в) образование позитрония.

Круговая поляризация аннигиляционных квантов на лету. Пейдж [345] дал теорию аннигиляции позитронов на лету (включая аннигиляцию спиральных позитронов с неполяризованными электронами) еще до того, как возникла мысль о возможности существования поляризованных позитронов, т. е. до открытия несохранения четности в β^- -распаде. Вычисленная им спиральность фотонов больших энергий, испускаемых при аннигиляции спиральных позитронов с кинетической энергией E_{β^+} , показана на рис. 4.15 и 4.16. Ясно, что спиральность фотонов высоких энергий велика даже в том случае, когда позитроны обладают очень малыми энер-

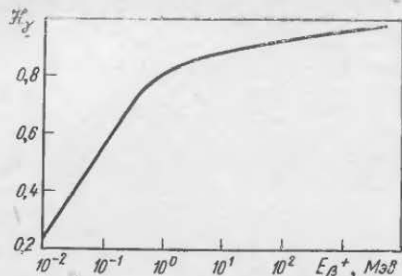


Рис. 4.15. Спиральность фотонов больших энергий, испускаемых при аннигиляции позитронов; $\mathcal{H}_{\beta^+} = +1$ [345].

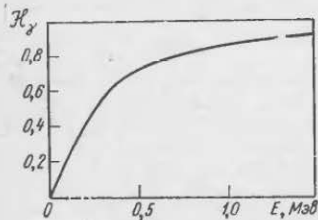


Рис. 4.16. Спиральность испущенной частицы (фотона или электрона) при одноквантовой аннигиляции и фотон-электронном взаимодействии $\mathcal{H}_{\text{в.ч.}} = +1$ [314].

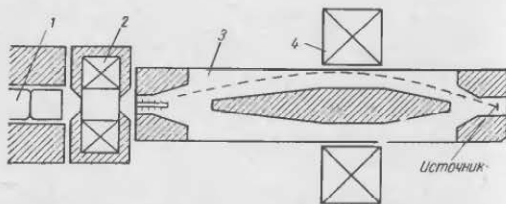
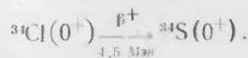


Рис. 4.17. Экспериментальная установка для определения спиральности квантов на лету:

1 — счетчик; 2 — анализирующий магнит; 3 — люцитовый коллимер; 4 — линза.

гиями. Если выделить фотоны, попадающие в очень небольшой телесный угол, направленный вперед, то спиральность практически равна 100% для энергий, превышающих 1 Мэв. В работе [139] для определения спиральности позитронов с энергиями 2,5—3,0 Мэв, испускаемых при чисто фермиевском β -переходе $0^+ \rightarrow 0^+$, измерена спиральность аннигиляционных квантов на лету. Экспериментальная установка показана на рис. 4.17. Отбор позитронов, определенных энергией, и защиту поляриметра от γ -квантов, испускаемых источником, осуществляли спектрометром с тонкой линзой. Были исследованы два распада:



На рис. 4.18 показано изменение интенсивности, $\delta =$

$$\frac{2(N_- - N_+)}{(N_- + N_+)}$$

с энергией фотонов для позитронов ${}^{66}\text{Ga}$ с энергией 3 Мэв. Здесь N_{\pm} — число отсчетов в единицу времени, регистрируемых установкой при условии, что магнитное поле поляриметра совпадает с импульсом позитрона, N_- — число отсчетов при противоположном направлении поля. Измеренная спиральность фотонов оказалась равной $(+95 \pm 14)\%$. Указанная погрешность обусловлена техническими возможностями поляриметра. Результаты измерений приведены в табл. 4.3.

Бем и др. [83] исследовали спиральность позитронов, испускаемых в зеркальном переходе ${}^{13}\text{N} \xrightarrow[1,25 \text{ Мэв}]{\beta^+} {}^{13}\text{C}$, изучая поляризацию аннигиляционных квантов на лету. Для зеркальных переходов отношение ядерных матричных элементов взаимодействия Ферми и Гамова — Теллера может быть вычислено. Результаты измерений

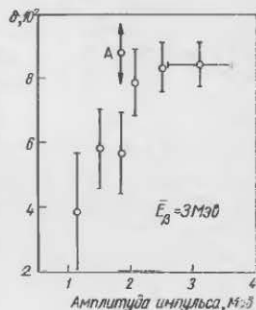


Рис. 4.18. Влияние направления поля на прохождение через анализатор аннигиляционного излучения, обусловленного позитронами ${}^{66}\text{Ga}$ [139] (A — теоретическая точка).

Таблица 4.3

Измерения спиральности позитронов в опытах Дейча и др.
[139] ($E_{\gamma} > 2 \text{ Мэв}$)

Анали- затор	δ для ^{68}Ga		δ для ^{24}Cl	δ , вычислен- ное для стократ- ных поляризован- ных позитронов
	$E_{\beta^+} = 3 \text{ Мэв}$	$E_{\beta^+} = 2,6 \text{ Мэв}$	$E_{\beta^+} = 3 \text{ Мэв}$	
Тол- стый	$+0,084 \pm 0,005$	$+0,088 \pm 0,010$	$+0,056 \pm 0,021$	$+0,088 \pm 0,010$
Тонкий	$+0,049 \pm 0,009$	—	$+0,054 \pm 0,013$	$+0,044 \pm 0,015$

подтвердили представление о том, что спиральности позитронов, испускаемых при этих взаимодействиях, одинаковы.

Сечение аннигиляции на поляризованных электронах. Сечение аннигиляции зависит от относительной ориентации спинов позитрона и электрона. Если $\Phi_{\uparrow\uparrow}$ и $\Phi_{\uparrow\downarrow}$ — соответственно сечения аннигиляции для параллельных и антипараллельных спинов, эффект асимметрии δ как функции энергии позитронов был вычислен теоретически [345]:

$$\delta = \frac{\Phi_{\uparrow\uparrow} - \Phi_{\uparrow\downarrow}}{\Phi_{\uparrow\uparrow} + \Phi_{\uparrow\downarrow}} = \frac{2\beta(-\beta^4 + \beta^2 - 3) + (\beta^8 + \beta^4 - 3\beta^2 + 3) \ln \frac{1+\beta}{1-\beta}}{2\beta^3(\beta^2 - 2) + \beta^2(3 - \beta^4) \ln \frac{1+\beta}{1-\beta}}. \quad (4.35)$$

Зависимость δ от энергии показана на рис. 4.19. Ханна и Престон [228] использовали этот принцип для измерения спиральности термализованных позитронов, испускаемых ^{64}Ga , ^{22}Na , ^{60}Ga и ^{13}N , а Франкль, Хаузен, Натаи и Теммер [191] применили его к позитронам высоких энергий, испускаемых ^{66}Ga . Оба метода показали, что для всех исследованных позитронов спиральность положительна. Первый метод непригоден для количественного анализа, если только не выяснена природа деполаризации в процессе замедления. Применение второго метода обычно затруднено малым числом исчислений в единицу времени, если используются фотоны, испускаемые только вперед.

Образование позитрония. Простой метод определения спиральности позитрона, использующий процесс образования позитрония, был впервые предложен и осуществлен Пейджем и Хейнбергом [346]. Рассматриваемый принцип непосредственно связан с образованием позитрония в магнитном поле.

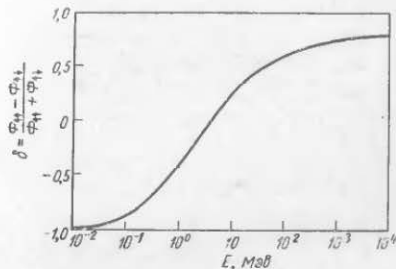


Рис. 4.19. Сравнение полных сечений аннигиляции при параллельных и антипараллельных спинах для частиц, поляризованных вдоль направления столкновения [345] (E — кинетическая энергия одной частицы, вторая — неподвижна).

В отсутствие магнитного поля волновые функции, характеризующие подуровни с $m=0$ синглетного и триплетного состояний, имеют вид:

$$\frac{1}{\sqrt{2}} [\alpha_- \beta_+ - \beta_- \alpha_+] \text{ для } J=0 \text{ и}$$

$$\frac{1}{\sqrt{2}} [\alpha_- \beta_+ + \beta_- \alpha_+] \text{ для } J=1.$$

Здесь α — состояние со спином, направленным вверх (\uparrow), а β — состояние со спином, направленным вниз (\downarrow). Знаки плюс и минус соответствуют позитронам и электронам. При наличии магнитного поля \mathbf{H} , направленного вверх, функции синглетного и триплетного состояния имеют вид:

$$\frac{1}{\sqrt{2}} [(\alpha_- \beta_+ - \beta_- \alpha_+) - a(\alpha_- \beta_+ + \beta_- \alpha_+)] =$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2}} [(1-a)\alpha_- \beta_+ - (1+a)\beta_- \alpha_+]$$

и

$$\frac{1}{\sqrt{2}} [(\alpha_- \beta_+ + \beta_- \alpha_+) + a(\alpha_- \beta_+ - \beta_- \alpha_+)] = \\ = \frac{1}{\sqrt{2}} [(1+a)\alpha_- \beta_+ + (1-a)\beta_- \alpha_+],$$

где

$$a = \frac{2y}{1+y^2}; \quad y = \frac{(1+\gamma^2)^{\frac{1}{2}} - 1}{\gamma}; \quad \chi = \frac{4\mu(\mathbf{H})}{\Delta W};$$

μ — магнитный момент электрона; ΔW — величина, характеризующая расщепление синглетного и триплетного уровней при $\mathbf{H}=0$. Относительная заселенность спино-вых состояний (для спинов позитронов, направленных вверх и вниз, в триплетном и синглетном состояниях) равна $\frac{1 \mp a}{1 \pm a}$ (верхний знак для триплетного состояния).

Иначе говоря, позитрон, который в начальном состоянии полностью поляризован в направлении, противоположном полю \mathbf{H} , захватывается преимущественно в триплетном состоянии. Для неполяризованного пучка позитронов образующийся позитроний не поляризован.

Как определить заселенность этих двух подуровней, т. е. заселенность состояний с $J=1, m=0$ и $J=0, m=0$? Известно, что синглетное состояние распадается с испусканием в противоположные стороны двух фотонов, причем его продолжительность жизни равна приблизительно 10^{-10} сек. Триплетное состояние обычно распадается на три комбинарных фотона и существует в несколько тысяч раз дольше, когда отсутствует изменение ориентации спина или имеются обменные процессы. Однако в магнитном поле l — хорошее квантовое число. Поэтому триплетный подуровень 3S_1 с $J=1, m=0$ может с синглетным уровнем 1S_0 образовывать смешанное состояние, а это приводит к подавлению трехфотонных процессов, вызывая появление большого числа позитронов, распадающихся с испусканием двух фотонов. При $10\,000$ гс продолжительность жизни состояния 3S_1 испытывающего двухфотонную аннигиляцию, равна примерно $3 \cdot 10^{-9}$ сек, а число распадов составляет 15% полного двухфотонного числа распадов. Поэтому измерение продолжительности жизни является одним из возможных способов, позволяющих отличать псевдосинглетное состояние от псевдо триплетного. Этот метод был

предложен Лэндби [297] и Телегди (см. в работе [221]), но не был ими применен для изучения образования позитрония в магнитном поле в газах.

Тем не менее Пейдж и Хейнберг [346] успешно осуществили первый эксперимент такого типа, используя различные методы для того, чтобы отличить процессы двухфотонной аннигиляции системы, находящейся

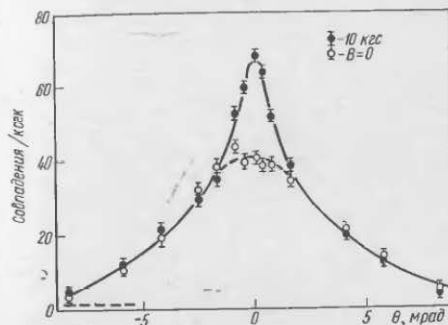


Рис. 4.20. Угловая корреляция двухфотонной аннигиляции в аргоне (давление 27 атм) при отсутствии поля и для поля 10 ксж [346].

в псевдо триплетном состоянии, от аналогичных распадов в случае псевдосинглетного состояния. Их метод основан на использовании угловой корреляции при повороте на 180° ; атомы позитрония в псевдосинглетном состоянии живут до аннигиляции примерно 10^{-10} сек, сохраняя значительную часть кинетической энергии, полученной в процессе образования, что приводит к широкому максимуму в угловой корреляции, тогда как позитроний в псевдо триплетном состоянии, имеющем в 30 раз большую длительность существования, успевает потерять за это время большую часть своей кинетической энергии, в результате чего изучение состоит из узких компонент. Это поведение хорошо иллюстрирует рис. 4.20.

Первый эксперимент, поставленный Пейджем и Хейнбергом [346], в котором были использованы позитроны ${}^{22}\text{Na}$ в аргоне и различных газовых смесях, ясно

показал, что β^+ -частицы со скоростями $0,7 < v/c < 0,8$ обладают положительной спиральностью по отношению к «усредненному» направлению излучения. Чтобы получить количественные результаты, следует оценить деполаризацию и влияние обратного рассеяния на спираль-

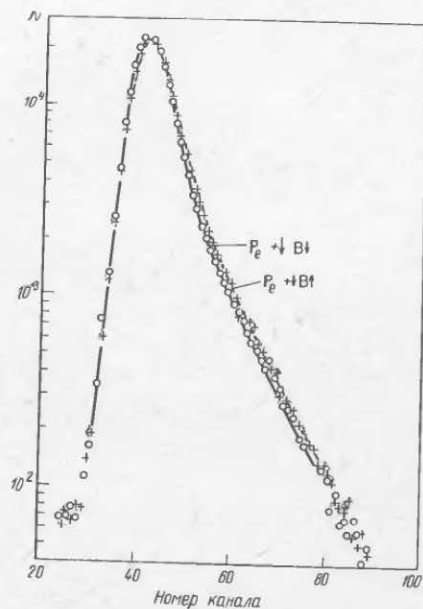


Рис. 4.21. Временное распределение двухфотонной аннигиляции позитронов, испускаемых из ^{22}Na в пластиковом сцинтилляторе; $B = 18,5 \text{ кэс}$ (1 канал = $0,21 \text{ нсек}$) [148].

ность позитрона как раз перед его захватом; частично такая оценка произведена. Опыты с позитронием были рассмотрены Диком и др. [148], которые непосредственно измерили различные зависимости времени двухфотонной аннигиляции в аморфных средах. Известно [413, 418], что временное распределение двухфотонной аннигиляции позитронов в большинстве аморфных сред

указывает на наличие двух средних продолжительностей жизни (самый последний анализ дает три средние продолжительности жизни [413, 420]: а) быстро распадающаяся компонента с $\Gamma_b \sim (1-2) \cdot 10^{-10} \text{ сек}$; б) медленно распадающаяся компонента с $\Gamma_m \sim (10-20) \cdot \Gamma_b$.

Быстро распадающаяся компонента обусловлена суперпозицией непосредственной аннигиляции позитронов и аннигиляции позитрония в состоянии 1S_0 , в то время как медленно распадающаяся компонента обусловлена аннигиляцией при «захвате» позитрона (электронами среды) с образованием позитрония в состоянии 3S_1 . Заселенность этих двух (псевдосинглетного и псевдотриплетного) состояний изменяется в магнитном поле и зависит от величины поля и направления спина позитрона относительно поля (рис. 4.21). Подробный анализ можно найти в оригинальной работе Дика и др. [148]. При измерении поляризации позитронов ^{22}Na они получили эффективную поляризацию

$$\mathcal{P}_{\text{эф}}^{\beta^+} = \frac{v}{c} \frac{\langle \sigma \cdot p \rangle}{|p|} \sim 0,8 \cdot 0,6 = 0,48.$$

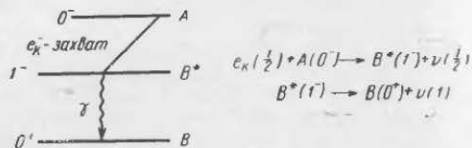
Это значение находится в согласии с теорией. Однако они также измерили $\mathcal{P}_{\text{эф}}^{\beta^+}$ для позитронов, испускаемых при распаде ^8B и μ^+ . При нормировке этих измерений на основании данных, полученных при распаде ^{22}Na , они нашли, что спиральность позитронов ^8B совпадает с вычисленной по теории, но позитроны, испускаемые при μ^+ -распаде, соответствующие максимуму спектра, обладают поляризацией, равной всего лишь $(28 \pm 16)\%$, что противоречит универсальному $V-A$ -взаимодействию Ферми. Поэтому вышеприведенный результат требует дальнейших исследований различными методами спиральности позитронов, испускаемых при μ^+ -распаде. (Последние измерения рассмотрены в разд. 6.1.)

Измерение спиральности нейтрино. При захвате электронов



Нейтрино и ядро отдачи, согласно закону сохранения импульса, движутся в противоположных направлениях. Как уже показано, нейтрино должно быть правовинтовым (положительная спиральность) для S -, T - и P -взаимодействий и левовинтовым (отрицательная спиральность) для комбинации $V-A$ -взаимодействия. Если за

процессом захвата следует испускание γ -квантов, а спин и четность испытывают благоприятные изменения, как это показано на следующей схеме:



то закон сохранения углового момента требует, чтобы в процессе захвата $e_K(1/2) + A(0^-) \rightarrow B^*(1^-) + \nu(1/2)$ спин ядра B^* был противоположен спину нейтрино (рассматривается захват только с электронов). Поэтому ядро B^*

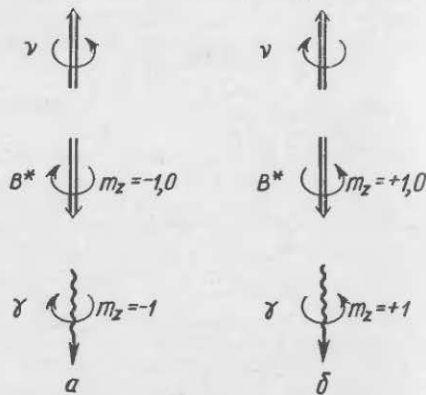


Рис. 4.22. Спиральность γ -квантов, испущенных в направлении, противоположном вылету нейтрино в K -захвате, совпадает со спиральностью нейтрино в переходе $0^- \rightarrow 0^+$: а — нейтрино с положительной спиральностью $\mathcal{H}_\nu = +1$; б — нейтрино с отрицательной спиральностью $\mathcal{H}_\nu = -1$.

и нейтрино имеют одинаковую спиральность (рис. 4.22). Пусть затем ядро $B^*(1^-)$, испуская γ -квант, переходит из возбужденного в основное состояние; тогда спиральность направленных вниз γ -квантов будет такой же, как у движущегося вверх нейтрино (см. рис. 4.22), и задача

определения спиральности нейтрино сводится к измерению круговой поляризации γ -квантов, испущенных в направлении, противоположном направлению импульса нейтрино. Чтобы отделить только те γ -кванты, которые испускаются после нейтрино и направлены в сторону, противоположную вылету нейтрино, может быть использовано ядерное резонансное рассеяние. Легко показать, что в обоих процессах — испускании и поглощении γ -излучения — ядро испытывает отдачу и поэтому полная энергия отдачи равна $2E_0/2Mc^2 = E_0^2/Mc^2$; таким образом, энергия γ -квантов, которые в результате поглощения вызывают возбуждение, равна $E_0(1 - E_0/Mc^2)$. Чтобы возник резонанс к испущенному γ -излучению, должна быть извне добавлена энергия, равная потере при отдаче. Один из методов компенсации этой потери энергии заключается в использовании отдачи, обусловленной испусканием нейтрино в процессе K -захвата. Продолжительность жизни возбужденного состояния, конечно, должна быть исключительно короткой, чтобы переход в основное состояние происходил до того, как ядро успеет замедлиться. Если это условие выполняется, доплеровское смещение γ -квантов, обусловленное отдачей ядра, равно

$$\Delta E = E_0 \frac{v_R}{c} \cos \theta, \quad (4.37)$$

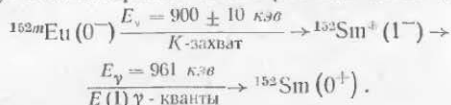
где $v_R = E_0/Mc$ — скорость отдачи ядра; E_0 — энергия нейтрино; θ — угол между направлениями отдачи и γ -излучения. Поэтому энергия возбуждения, которая может быть передана ядру B ,

$$E_\gamma = E_0 + E_0 \frac{E_\nu}{Mc^2} \cos \theta - \frac{E_0^2}{Mc^2}. \quad (4.38)$$

Тогда условие возникновения резонансного поглощения имеет вид $E_\nu \cos \theta = E_0$. Когда энергия нейтрино и γ -квантов одинакова, условие возникновения резонанса выполняется только для тех γ -квантов, которые испускаются в направлении, противоположном направлению вылета нейтрино. Таким образом, измеряя круговую поляризацию γ -квантов, испытывающих резонансное рассеяние, можно определить спиральность нейтрино.

Гольдгабер, Гродзинс и Суеньяр [220] использовали ядро $^{152m}\text{Eu}(0^-)$. Одна из ветвей в схеме его распада

по своим свойствам приближается к ряду указанных выше требований, предъявляемых к гипотетическому образцу. Эта интересная ветвь распада имеет вид



Продолжительность жизни состояния (1^-) достаточно мала: $\tau = (7 \pm 2) \cdot 10^{-14}$ сек, поэтому можно ожидать, что на энергию γ -квантов влияет отдача ядра, обусловленная испусканием нейтрино.

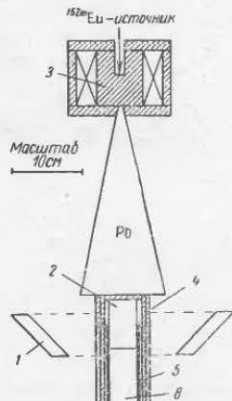


Рис. 4.23. Экспериментальная установка для измерения спиральности нейтрино: 1 — Sm_2O_3 -рассеиватель; 2 — 5×9 см $(\text{NaI}(\text{Tl}))$; 3 — анализирующий магнит; 4 — $\text{Fe} + \text{Pb}$ -экран; 5 — защита из мо-металла; 6 — RCA 6342.

где N_+ и N_- — соответственно числа отсчетов в единицу времени при поле, направленном параллельно и антипараллельно γ -излучению. Круговая поляризация, вычисленная на основании наблюдаемого эффекта, равна $(67 \pm 15)\%$. Это значение находится в удовлетворительном согласии с теоретическим расчетом (84%). Наиболее существенной информацией, полученной в этом опыте, является установление отрицательного знака спиральности γ -квантов. Следовательно, испускаемые при

K -захвате нейтрино имеют отрицательную спиральность в переходах Гамова — Теллера, и, по-видимому, должно существовать A -, а не T -взаимодействие, что хорошо соответствует заключению, полученному на основании исследования угловых β - ν -корреляций при распаде ${}^6\text{He}$ и ${}^{35}\text{Ag}$.

Возможности определения спиральности нейтрино аналогичным исследованием смешанных и запрещенных переходов ограничены отсутствием сведений о величине отношения взаимодействия Гамова — Теллера к взаимодействию Ферми и тем, что неизвестны величины различных ядерных матричных элементов в запрещенных переходах. Изучение спиральности антинейтрино в β -распаде осложняется одновременным испусканием спирального электрона. Трейман [426], Морита, Морита и Ямада [331] и Бинсер [64] произвели теоретическое исследование этого вопроса и пришли к заключению, что для чисто гамов-теллеровских переходов спиральность резонансно рассеянных γ -квантов должна быть близка к нулю для A -взаимодействия, но она может заметно отличаться от нуля в случае T -взаимодействия. До сих пор нет экспериментов по определению спиральности антинейтрино, аналогичных экспериментам по определению спиральности нейтрино.

4.7. БЕТА-РАСПАД ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЙТРОНОВ

Распад нейтрона является простейшим типом ядерного β -процесса. В нем происходит переход от одного свободного нуклона к другому свободному нуклону, поэтому его ядерные матричные элементы могут быть вычислены точно. Исследование этих процессов могло бы дать прямую информацию о характере β -взаимодействия. Всестороннее изучение распада поляризованных нейтронов было выполнено Бурги и др. [93], а также Кларком и др. [111]. Теоретическое рассмотрение этих процессов дано, исходя из $V-A$ -взаимодействия, в Приложении 4. Здесь же приведем упрощенное описание экспериментов и их физическую интерпретацию.

Эксперименты можно разделить на две группы. В первую входят эксперименты по определению углового распределения электронов, а также антинейтрино по отношению к направлению спина поляризованных нейтронов: $W[\theta(\mathbf{l}_n \cdot \mathbf{p}_e)]$ и $W[\theta(\mathbf{l}_n \cdot \mathbf{p}_{\bar{\nu}})]$. Количественные

$$\delta = \frac{2(N_- - N_+)}{N_- + N_+} = -0,021,$$

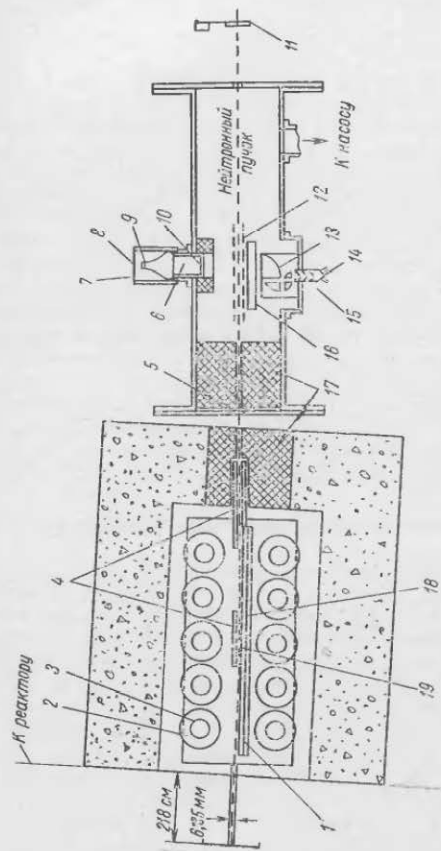


Рис. 4.24. Экспериментальная установка для исследования поляризованного пучка нейтронов: 1 — поверхность кобальтового зеркала; 2 — катушка; 3 — сердечник; 4 — медное окошко толщиной 0,127 мм; 5 — светочувствительный элемент; 6 — фотоумножитель; 7 — пластинчатый сцинтиллятор; 8 — магнитная защита; 9 — фотоумножитель; 10 — пластинчатый сцинтиллятор; 11 — нейтронный пучок; 12 — фотоумножитель; 13 — фотоумножитель; 14 — вакуумная камера; 15 — стальной лист; 16 — стальная пластина для протонной защиты; 17 — алюминиевая монтажная опора; 18 — медная сторона кобальтового зеркала; 19 — фотоумножитель; 20 — вакуумный насос.

результаты этих экспериментов могут быть использованы для выбора соответствующей комбинации типов β -взаимодействий, участвующих в распаде нейтрона и, следовательно, вообще в ядерном β -распаде. Вторая группа содержит измерения совместного электронно-нейтринного распределения по отношению к направлению спина нейтрона. Эти исследования непосредственно связаны с вопросом об обращении времени.

На рис. 4.24 показана экспериментальная установка. Пучок поляризованных тепловых нейтронов (степень поляризации 87%) был получен путем отражения под малым углом скольжения (~ 8 мин) от намагниченного перпендикулярно к направлению пучка зеркала, в состав которого входило 95% Co и 5% Fe (ширина зеркала 12 см, длина 120 см). Распады нейтронов регистрировались методом совпадений между β -детектором и детектором протонов, чтобы отличить их от фона.

Угловое распределение лептонов по отношению к спину нейтрона. Распределение электронов $W[\theta(\mathbf{I}_n \cdot \mathbf{p}_e)]$. На рис. 4.25, а дано вертикальное сечение вакуумной камеры и показано положение пучка нейтронов. Измерения выполнены с нейтронами, вектор поляризации которых направлен к электронному детектору и от него, а также со стальным листом (толщина 0,02 см), расположенным у входа в вакуумную камеру, и без этого листа. Стальной лист полностью деполаризует пучок тепловых нейтронов и поэтому приводит к нулевому эффекту для обоих направлений поля.

Измерения привели к установлению асимметрии: число электронов, испускаемых в направлении, противоположном спину, на 20% больше числа электронов, испускаемых вдоль направления спина. Распределение, полученное теоретически, имеет вид

$$W[\theta(\mathbf{I}_n \cdot \mathbf{p}_e)] = 1 + A \frac{v}{c} \cos \theta(\mathbf{I}_n \cdot \mathbf{p}_e), \quad (4.39)$$

где A — параметр асимметрии. Эксперименты показали, что $A = -0,11 \pm 0,02$.

Распределение антинейтрино $W[\theta(\mathbf{I}_n \cdot \mathbf{p}_{\bar{\nu}})]$. Непосредственно детектировать антинейтрино невозможно. Вместо этого определялось направление отдачи протона на установке, изображенной на рис. 4.25, б. Спины нейтронов направлены вертикально вверх или вниз. Электроны регистрировались справа,

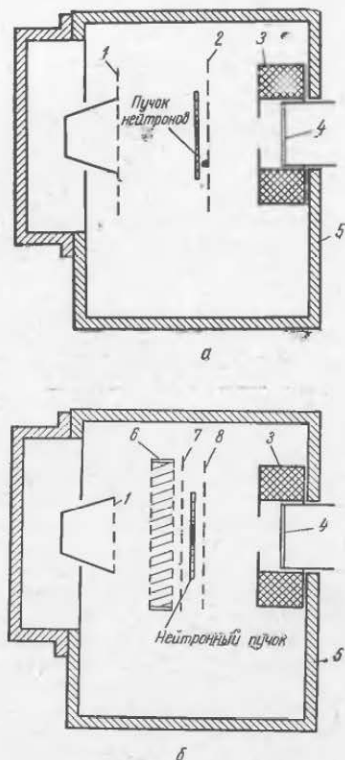


Рис. 4.25. Приборы для измерения асимметрии испускания электронов $W[\theta(\mathbf{I}_n \cdot \mathbf{p}_e)]$ (а) и антинейтрино $W[\theta(\mathbf{I}_n \cdot \mathbf{p}_{\bar{\nu}})]$ (б) относительно направления спина нейтрона [93]:

1 — первый диод счетчика протонов (заземлен); 2 — сетка (+12000 в); 3 — свинцовая защита (заземлена); 4 — синтиллирующий кристалл β-счетчика; 5 — кожух (заземлен); 6 — коллиматор (+4900 в); 7 — сетка (+4900 в); 8 — сетка (+6500 в).

как в предыдущем опыте. Коллиматор требует, чтобы протоны отдачи имели направленную вниз компоненту скорости, тогда они смогут проходить через него, в то время как антинейтрино испускаются в верхнюю полу-сферу. Измерения были выполнены для обоих направлений спина нейтрона без деполяризации и с деполяризацией, упомянутой при рассмотрении $\theta(\mathbf{I}_n \cdot \mathbf{p}_e)$. Полученное угловое распределение антинейтрино может быть представлено в виде, аналогичном (4.39):

$$W[\theta(\mathbf{I}_n \cdot \mathbf{p}_{\bar{\nu}})] = 1 + B \frac{v}{c} \cos \theta(\mathbf{I}_n \cdot \mathbf{p}_{\bar{\nu}}), \quad (4.40)$$

где $B = +0,88 \pm 0,15$ — параметр асимметрии, выражающийся через константы связи.

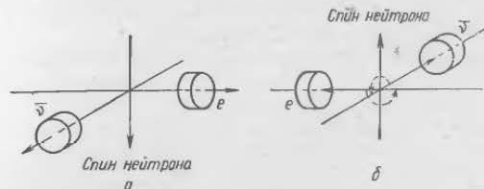


Рис. 4.26. Опыт по проверке симметрии относительно обращения времени. Вращение вокруг оси спина (показано пунктиром) переводит детекторы электронов и антинейтрино из положения б в положение а.

Проверка симметрии относительно обращения времени. Принцип, положенный в основу экспериментов по проверке симметрии относительно обращения времени, лучше всего может быть проиллюстрирован с помощью рис. 4.26, а. Известно, что для наблюдателя, использующего «обращенное» время, спин нейтрона, как и импульсы испущенных частиц, будут казаться направленными в противоположные стороны. Таким образом, ситуация, соответствующая обращению времени, может быть изображена схемой, показанной на рис. 4.26, б. Если мы определяем одновременно направления испускания электрона и антинейтрино по отношению к спину нейтрона и находим, что вероятности испускания в этих двух ситуациях (см. рис. 4.26, а и б) тождественны, то мы имеем точную симметрию относительно обращения времени, т. е. среднее значение

$\langle I_n \cdot p_e \times p_{\bar{\nu}} \rangle$ тождественно равно нулю. Выражение для коэффициента $\langle I_n \cdot p_e \times p_{\bar{\nu}} \rangle$, полученное Джексоном, Трейманом и Виллом [242], имеет вид:

$$\int [1 - \sigma \operatorname{Im} (C_S C_T^* + C_S^* C_T - C_V C_A^* - C_V^* C_A)] \quad (4.41)$$

и обращается в нуль, если C_i , C_j вещественны, т. е. если справедлива инвариантность относительно обращения времени. Постановку реального эксперимента для сравнения этих двух ситуаций можно упростить путем вращения рис. 4.26, б на 180° относительно спиновой оси. В этом случае оба детектора вновь занимают первоначальные положения (как на рис. 4.26, а). Поэтому эффективный способ проверки симметрии относительно обращения времени заключается просто в изменении направления спина нейтрона.

Используется экспериментальная установка, изображенная на рис. 4.25, б. Только коллиматор и протонный детектор следует повернуть на 90° относительно оси, проходящей через детектор β -частиц. В этом случае протонный детектор обладает избирательной чувствительностью по отношению к отдаче, вызываемой антинейтрино, которые испускаются в (или вне) плоскости чертежа. Такая ситуация желательна. Следовательно, измерения с использованием двух противоположных ориентаций спина нейтрона позволяют установить наличие симметрии относительно обращения времени. Пока результаты этих измерений указывают, что нет нарушений симметрии. Они дают для фазового угла между C_A и C_V нуль или $180^\circ (\pm 8^\circ)$. При симметрии относительно обращения времени относительный фазовый угол действительно должен быть равен нулю (для $V+A$) или 180° (для $V-A$). Погрешность $\pm 8^\circ$ имеет чисто статистический характер. Поэтому, пока нет других данных, мы можем считать, что инвариантность относительно обращения времени выполняется*.

Выясним, какой смысл имеют электронное и нейтринное угловые распределения. Из экспериментов по определению e - ν -угловой корреляции известно, что β -взаимодействие обусловлено линейной VA -комбинацией, а из поляризации электронов следует, что константы связи,

* См., однако, на стр. 160 сноску о распаде $K_2^0 \rightarrow 2\pi$ и предисловие к переводу.

входящие в четные и нечетные слагаемые, имеют одинаковый знак и величину, т. е. $C_i^* = C_i$. Кроме того, предыдущие рассуждения показали, что из экспериментально подтвержденной инвариантности относительно обращения времени следует, что β -взаимодействие имеет вид $V - \lambda A$, где λ — вещественная величина. В Приложении 6 получено угловое распределение для произвольной VA -комбинации. Для коэффициентов A и B в (4.39) и (4.41) могут быть найдены следующие значения:

$$A = \frac{2\lambda(1-\lambda)}{1+3\lambda^2}, \quad B = \frac{2\lambda(1+\lambda)}{1+3\lambda^2}. \quad (4.42)$$

Для $V-A$ -взаимодействия ($\lambda=1$) получаем $A=0$, $B=1$, в то время как в случае $V+A$ -комбинации ($\lambda=-1$), $A=-1$, $B=0$. Результаты экспериментов говорят в пользу $V-A$ -взаимодействия.

Предположим далее, что λ незначительно отличается от 1, т. е. положим $\lambda=1+\epsilon$, тогда

$$A = \frac{1}{2}\epsilon + \frac{1}{4}\epsilon^2 \dots, \quad B = 1 - \frac{1}{4}\epsilon^2 \dots \quad (4.43)$$

Из экспериментального значения $A = -0,11$ следует, что $\epsilon = 0,24$, т. е. $\lambda = 1,24$, что хорошо согласуется со значением $|\lambda| = 1,18$, которое было получено из сравнения периодов полураспада нейтрона и ^{14}O (см. разд. 3.3). Это, в свою очередь, дает для B величину 0,99, которая не совпадает со средним экспериментальным значением, но лежит в пределах экспериментальных ошибок.

Между прочим, эксперименты с нейтронами дают очень хорошую, *независимую* проверку праввинтового характера антинейтрино. Это свойство следует из равенства $C_i^* = C_i$. Предположим (например, на основании сравнения значений f_t для зеркальных ядер), что константа связи Гамова — Теллера больше фермиевской, и допустим, что взаимодействие является комбинацией ST или VA , причем знак их отношения может быть положительным или отрицательным, а испускаемые нейтрино — право- или левовинтовыми. В этом случае существует восемь возможных комбинаций. Из табл. 4.4 следует, что для $|\lambda| = 1,2$ экспериментальным данным соответствует только одна из восьми комбинаций, а именно $V - 1,2A$ с $\bar{\nu}_l$.

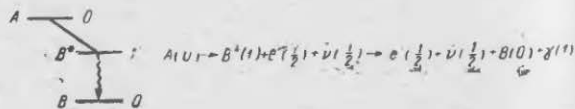
Таблица 4.4
Вычисленные и экспериментальные значения A и B [96]

Константы	$S + T$		$S - T$		$V + A$		$V - A$		Эксперимент
	\bar{v}_l	\bar{v}_n	\bar{v}_l	\bar{v}_n	\bar{v}_l	v_n	\bar{v}_l	\bar{v}_n	
A	-1	+1	-0,09	0,09	+1	-1	0,09	-0,09	$-0,11 \pm 0,02$
B	-0,05	+0,05	-1	+1	-0,05	+0,05	-1	+1	$+0,88 \pm 0,15$

4.8. БЕТА—ГАММА-ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ (ДЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ С КРУГОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ)

На основании асимметрии, наблюдаемой в испускании β -частиц поляризованными ядрами, можно заключить, что получившееся после β -распада ядро может быть частично поляризовано относительно направления вылета частицы. Хорошо также известно, что γ -излучение, испускаемое поляризованными ядрами, должно иметь круговую поляризацию, поэтому γ -излучение, испускаемое сразу же после β -распада, должно обладать круговой поляризацией, пропорциональной косинусу угла между направлением вылета β -частицы и γ -квантом. Однако, поскольку нельзя ожидать β -асимметрии для чисто фермиевского взаимодействия, такая корреляция в этом случае отсутствует.

Простой пример иллюстрирует приведенные выше заключения. Предположим, что неполяризованное ядро A , спин которого равен нулю, распадаясь под влиянием гамма-теллеровского взаимодействия, превращается в дочернее ядро B^* , находящееся в одном из возможных возбужденных состояний. Спин возбужденного состояния B^* равен 1. На основании сохранения углового момента мы имеем:



Иначе говоря, направление спина B^* должно быть противоположно направлениям спинов электрона и антинейтрино (рис. 4.27). Так как направления спина и

импульса электрона, испущенного неполяризованным ядром, как известно, коррелированы (благодаря поляризации β -частиц, испускаемых неполяризованными ядрами), направление спина B^* коррелировано с направлением излучения β -частицы. Если ядро, находящееся в возбужденном после β -распада состоянии, испускает γ -излучение до того, как будет возмущена ориентация ядерного спина, γ -излучение, испущенное вдоль направления движения β -частицы, должно быть праввинтовым и иметь круговую поляризацию, или левовинтовым, если оно испущено в противоположном направлении.

Угловая корреляция между направлением вылета электрона и γ -квантом может быть записана в виде:

$$W(\theta_{\beta}, \gamma) = 1 + \tau A \frac{v}{c} (\cos \theta_{\beta}, \gamma), \quad (4.44)$$

где $\tau = +1$ или -1 для правилин или левовинтового излучения круговой поляризации (с импульсом, параллельным или антипараллельным направлению движения*); θ_{β}, γ — угол между направлениями движения электрона и γ -квантом; A — параметр симметрии, зависящий от вида β -взаимодействия, несохранения четности и зарядового сопряжения и спинов и четностей ядерных уровней. Выражение для A было получено в работах [11, 125, 156, 178, 272, 329].

* Это определение, обычно используемое в ядерной физике, противоположно определению поляризации, применяемому в классической оптике. В последнем случае говорят, что свет имеет праввинтовую круговую поляризацию, если наблюдатель, смотрящий на падающую волну, видит электромагнитный вектор вращающимся по часовой стрелке.

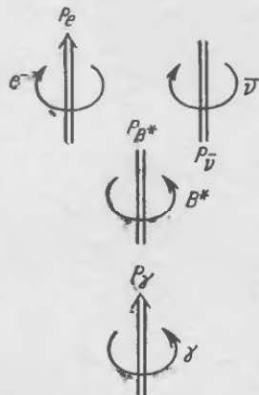


Рис. 4.27. Спиральность γ -излучения, испущенного вдоль направления предвременно испущенной β -частицы.

Для аксиально-векторного взаимодействия стрелка нейтрино должна быть направлена вниз. Этот вывод не согласуется с данными экспериментов.

Для наиболее часто встречающейся последовательности переходов типа

$$I \xrightarrow[\beta]{\text{разрешенный}} I_1 \xrightarrow[\gamma]{2L\text{-полюсное } \gamma\text{-излучение}} I_2 = I_1 - L$$

выражение для A в случае VA -взаимодействия имеет вид

$$\frac{2}{\xi(L+1)} \left[\mp \mu_{I_1} \operatorname{Re}(C_A^* C'_A) \right] \int |\sigma|^2 - \delta_{I_1} \left(\frac{I+1}{I} \right)^{\frac{1}{2}} \operatorname{Re}(C_A^* C'_V + C_V^* C'_A) \int 1 \cdot |\sigma|, \quad (4.45)$$

для β^- -распада, где

$$\delta_{I_1} = \begin{cases} 0, & I_1 \neq I, \\ 1, & I_1 = I; \end{cases} \quad (4.46)$$

$$\mu_{I_1} = \begin{cases} 1, & I_1 = I - 1, \\ -\frac{1}{I}, & I_1 = I, \\ -\frac{I+2}{I+1}, & I_1 = I + 1; \end{cases} \quad (4.47)$$

$$\xi = [(C_V)^2 + (C'_V)^2] |\int 1|^2 + [(C_A)^2 + (C'_A)^2] |\int \sigma|^2. \quad (4.48)$$

Для β^- -переходов с $I_1 = I - 1$ отличен от нуля только аксиально-векторный член. Используя полученное на основании эксперимента с ^{60}Co равенство $C'_A = C_A$, получим

$$A = \mp \frac{1}{L+1}. \quad (4.49)$$

Таким образом, для распада ^{60}Co ($5 \rightarrow 4 \rightarrow 2 \rightarrow 0$) имеем

$$A = -1/3, \text{ а для } ^{22}\text{Na} (3 \rightarrow 2 \rightarrow 0) - A = 1/3.$$

В случае β^- -переходов с $I \rightarrow I$, наблюдающихся у ^{24}Na , ^{46}Sc и т. д. (предполагается, что $C'_i = C_i$), для β^- -распада

$$A = \left\{ \frac{1}{L+1} \left[\pm \frac{1}{I} - 2 \left(\frac{I+1}{I} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{C_V \int 1}{C_A \int \sigma} \right] \right\} \frac{1}{1 + \left(\frac{C_V \int 1}{C_A \int \sigma} \right)^2}. \quad (4.50)$$

Конечно, если $I_2 \neq I_1 - L$ или происходит смешанный мультипольный переход, применимы другие формулы.

Экспериментальные методы. Наиболее подходящим методом детектирования γ -излучения круговой поляри-

зации является измерение комптоновского рассеяния поляризованными электронами намагниченного железа [225]. Рассеяние γ -квантов круговой поляризации сильно зависит от относительной ориентации спинов электрона и γ -квантов. Изменение направления поляризации электрона приводит к изменению интенсивности рассеянного γ -излучения. Дифференциальное сечение комптоновского рассеяния $d\Phi/d\Omega$ действительно можно разделить на зависящую и не зависящую от спина части:

$$\frac{d\Phi}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{k}{k_0} \right)^2 (\Phi_0 + P_A \Phi_A + f P_K \Phi_K), \quad (4.51)$$

где $r_0 = e^2/mc^2$ — классический радиус электрона; k_0 и k — начальный и конечный импульсы γ -кванта; Φ_0 — комптоновское сечение (формула Клейна — Нишины);

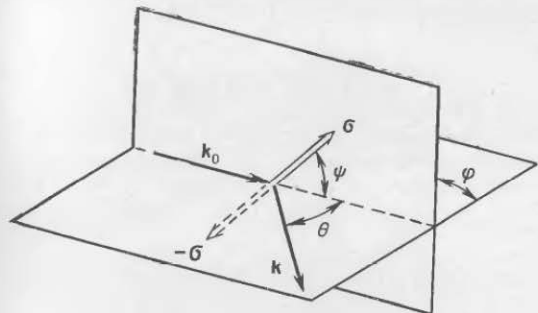


Рис. 4.28. Комптоновское рассеяние.

P_A — степень линейной поляризации, которая положительна, если вектор напряженности электрического поля E перпендикулярен к плоскости $k_0 k$, и отрицательна, если E лежит в плоскости рассеяния; P_K — степень круговой поляризации γ -квантов, которую считают положительной, если излучение имеет правую винтовую поляризацию; f — доля поляризованных электронов в атоме; Φ_A и Φ_K — зависящие от поляризации части сечения. Если ввести углы θ , ψ и ϕ , характеризующие рассеяние (рис. 4.28) следующим образом: θ — угол рассеяния (угол между k_0 и k); ψ — угол между k_0 и σ

(σ — спин электрона); φ — угол между плоскостью $k\sigma$ и плоскостью $k_0\sigma$, то сечение рассеяния можно выразить через эти углы. Имеем

$$\left. \begin{aligned} \Phi_0 &= 1 + \cos^2 \theta + (k_0 - k)(1 - \cos \theta), \\ \Phi_+ &= \sin^2 \theta, \\ \Phi_- &= -(1 - \cos \theta)[(k_0 + k) \cos \theta \cos \varphi + k \sin \theta \sin \varphi \cos \varphi]. \end{aligned} \right\} (4.52)$$

Ясно, что при изменении направления спина электрона ($\sigma \rightarrow -\sigma$) угол φ изменяется на $\varphi + \pi$, из-за чего сечение Φ_- меняет свой знак.

Если N_+ — число γ -квантов, рассеянных при условии, что спин электрона σ , грубо говоря, параллелен направлению падающего γ -кванта ($0 \leq \psi < \pi/2$), а N_- — соответствующее число для случая, когда спин приблизительно антипараллелен ($\pi \leq \psi \leq 3\pi/2$), относительная разность чисел отсчетов в единицу времени

$$\delta = \frac{N_- - N_+}{(N_- + N_+)/2} = \frac{2P_- (\Phi_- / \Phi_0)}{1 + P_+ (\Phi_+ / \Phi_0)}, \quad (4.53)$$

где $\Phi_- \equiv \Phi_-(\pi \leq \psi \leq 3\pi/2)$. Видно, что комptonовское сечение рассеяния вперед будет больше при условии, что спин электрона и фотона антипараллельны, а рассеяние в обратную сторону будет больше, если спины параллельны (рис. 4.29 и 4.30). Иначе говоря, правовинтовые γ -кванты сильнее рассеиваются вперед, если намагничение рассеивателя направлено от источника γ -квантов.

Используя комptonовское рассеяние поляризованными электронами в качестве анализатора, мы можем по рассеянию измерить дифференциальное сечение, а используя метод поглощения — полное сечение. Измерение дифференциального сечения при благоприятной кольцевой геометрии (рис. 4.31) позволяет охватить большой телесный угол и поэтому дает высокую эффективность счета. С другой стороны, когда желательно учесть влияние различных энергий, может оказаться более подходящим метод поглощения.

Результаты экспериментов. Вскоре после открытия несохранения четности в β -распаде Шоппер [392] и Бем и Вапстра [82] применили β — γ -корреляционный метод (для излучения круговой поляризации) к изуче-

нию ^{60}Co и ^{22}Na . Полученное из наблюдений значение параметра асимметрии оказалось очень близким по абсолютной величине к $1/3$, а именно, как было предсказано, оно равно $-1/3$ для ^{60}Co и $1/3$ для ^{22}Na .

Более интересный аспект применения этого метода заключается в получении информации об интерферен-

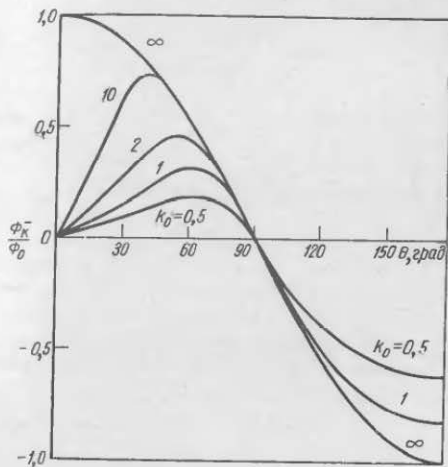


Рис. 4.29. Отношение комptonовских дифференциальных сечений Φ_-^-/Φ_0 , обусловленных полностью поляризованными вначале электронами со спинами, направленными вдоль падающего γ -излучения круговой поляризации, как функция угла рассеяния θ [225].

ния между взаимодействиями Ферми и Гамова — Теллера, которая для VA-варианта при $C'_i = C_i$ выражается через отношение $(C_V \int 1)/(C_A \int \sigma)$.

Этот тип интерференции пытались обнаружить для $I \rightarrow I$ -переходов, наблюдающихся у ^{24}Na , ^{41}Ag и ^{58}Co . Используя уравнение (4.50), нашли, что из экспериментального значения коэффициента анизотропии следует $|\int \int 1 \int \sigma| \approx 0$. Это до некоторой степени понятно: если переход не относится к зеркальным и к переходам $0^+ \rightarrow 0^+$, начальное и конечное состояния имеют различ-

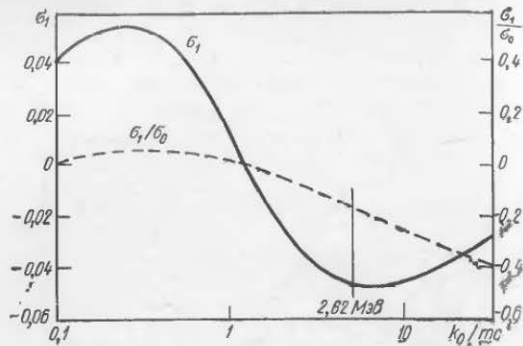


Рис. 4.30. Зависящая от поляризации часть комптоновского сечения σ_1 , за единицу измерения которой принято

$$2\pi r_0^2.$$

Поляризация не отличается от выбранной при построении графика, изображенного на рис. 4.29. Изменение знака σ_1 при энергии $1,25 \text{ мэВ} = 0,65 \text{ МэВ}$ можно понять, если учесть разность в знаках

$$\frac{d\sigma_1}{d\Omega}$$
 для рассеяния вперед и назад [226].

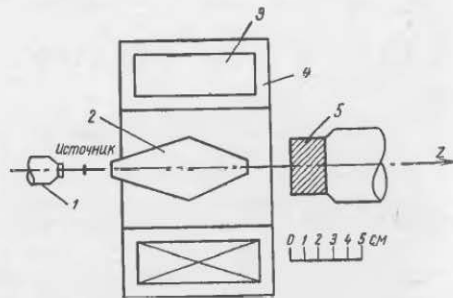


Рис. 4.31. Цилиндрический поляриметр (с кольцевой геометрией) с $\varphi \approx \theta/2$ [392]:

1 — счетчик β -частиц; 2 — свинцовый поглотитель; 3 — катушка, создающая магнитное поле; 4 — рассеивающий магнит; 5 — счетчик γ -квантов.

ные изотопические спины. Если бы ядерные силы были строго зарядово-независимы и если бы кулоновскими эффектами можно было пренебречь, то $\int I$ обращался бы в нуль для таких переходов, потому что оператор I , действующий на вектор состояния, не меняет изотопического ядра, таких, как ^{44}Sc , ^{46}Sc и ^{52}Mg . Результаты ранних экспериментов свидетельствуют о значительной смеси взаимодействий Ферми и Гамова — Теллера. На-

пример, у ^{46}Sc ($4 \xrightarrow{\beta^-} 4 \xrightarrow{\gamma} 2$) чисто гамов-теллеров-

ское взаимодействие должно было бы дать

$$A = \frac{1}{L+1} \frac{1}{I} = \frac{1}{2+1} \frac{1}{4} = \frac{1}{12} \approx 0,08.$$

Экспериментально было найдено $A=0,33$. Вычисленное на основании этого значения A отношение $|\int 1/\int \sigma|$ оказалось по порядку величины равным 0,4, что немедленно поставило вопрос о том, как выполняются в β -распаде правила отбора по изотопическому спину и как может быть велика кулоновская поправка. Результаты последних экспериментов [55, 72, 134, 230, 321, 437] указывают на очень малую асимметрию для этого ядра, причем из теории следует, что примесь взаимодействия Ферми действительно должна быть очень мала. Таким образом, последние измерения Манна и др. [312] дают $A=0,094 \pm 0,007$, что приводит к значению отношения $|\int 1/\int \sigma| = 0,02 \pm 0,01$. Ясно, что для гарантии надежности определения этого отношения мы должны измерить параметр асимметрии с прецизионной точностью, т. е. мы должны избежать систематических ошибок. Кроме того, в процессе испускания β -частицы ядро может в результате отдачи сместиться из своего начального положения в окружающем его атомном поле,

результате чего взаимодействие между моментом и внешним полем может заметно ослабить ядерную поляризацию. Однако измеренное значение периода полураспада второго возбужденного состояния ^{46}Ti оказалось меньше $5 \cdot 10^{-12} \text{ сек}$ [286]; ослабление обусловленное внутренним полем, очень маловероятно. Следует также отметить, что даже в случае магнитного насыщения только 2 электрона из 26, входящих в состав атома железа, могут быть поляризованы, и optimum

Таблица 4.5

Результаты измерения β - γ -корреляции (для γ -излучения круговой поляризации)

Ядро	Коэффициент асимметрии A	$C_V \uparrow / C_A \downarrow \sigma$	Литература
Чисто гамов-теллеровское взаимодействие			
$^{60}\text{Co} (\beta^-) 5^+ \rightarrow 4^+$	$-0,41 \pm 0,07$	—	[392]
	$-0,41 \pm 0,08$	—	[82]
	$-0,32 \pm 0,07$	—	[237]
	$-0,335 \pm 0,018$	—	[23]
	$-0,344 \pm 0,09$	—	[137]
$^{22}\text{Na} (\beta^+) 3^+ \rightarrow 2^+$	$-0,34 \pm 0,02$	—	[415]
	$+0,39 \pm 0,08$	—	[392]
	$+0,295 \pm 0,054$	—	[23]
Смесь взаимодействий			
$^{24}\text{Na} (\beta^-) 4^+ \rightarrow 4^+$	$+0,085 \pm 0,028$	$0,002 \pm 0,04$	[72]
	$+0,07 \pm 0,04$	$+0,02 \pm 0,05$	[84]
	$+0,06 \pm 0,03$	$+0,03 \pm 0,05$	[416]
	$-0,063 \pm 0,047$	$+0,21 \pm 0,07$	[22]
	$0,091 \pm 0,017$	$-0,010 \pm 0,02$	[311]
	$0,104 \pm 0,026$	$-0,040 \pm 0,04$	[231]
$^{24}\text{Al} (\beta^+) 4^+ \rightarrow 4^+$	$-0,086 \pm 0,054$	$+0,004 \pm 0,07$	[311]
	$-0,089 \pm 0,057$	$+0,008 \pm 0,07$	[231]
$^{41}\text{Ar} (\beta^-) 7/2^- \rightarrow 7/2^-$	$+0,33 \pm 0,07$	$-0,38 \pm 0,15$	[306]
	$+0,061 \pm 0,070$	$0,04 \pm 0,09$	[72]
		$0 \pm 0,025$	[108]
$^{44}\text{V} (\beta^+) 4^+ \rightarrow 4^+$	$+0,06 \pm 0,05$	$-0,19 \pm 0,07$	[84]
	$+0,00 \pm 0,04$	$0,11 \pm 0,05$	[132]
$^{52}\text{Mg} (\beta^+) 2^+ \rightarrow 2^+$	$-0,23 \pm 0,003$	$-0,048 \pm 0,048$	[19]
	$-0,62 \pm 0,006$	$+0,004 \pm 0,010$	[354]
	$-0,089 \pm 0,028$	$+0,040 \pm 0,040$	[72]
	$-0,10 \pm 0,03$	$+0,060 \pm 0,040$	[89]
$^{44}\text{Sc} (\beta^+) 2^+ \rightarrow 2^+$	$-0,02 \pm 0,04$	$-0,18 \pm 0,05$	[84]
	$-0,151 \pm 0,030$	$-0,020 \pm 0,035$	[72]
	$-0,156 \pm 0,029$	$-0,013 \pm 0,035$	[309]
$^{46}\text{Sc} (\beta^-) 4^+ \rightarrow 4^+$	$+0,33 \pm 0,04$	$-0,39 \pm 0,07$	[84]
	$+0,215 \pm 0,019$	$-0,19 \pm 0,03$	[87]
	$+0,29 \pm 0,11$	$-0,32 \pm 0,14$	[297]
	$+0,24 \pm 0,04$	$-0,22 \pm 0,08$	[245]
	$+0,19 \pm 0,03$	$-0,15 \pm 0,05$	[417]
	$+0,075 \pm 0,018$	$+0,011 \pm 0,025$	[72]
	$+0,097 \pm 0,012$	$-0,02 \pm 0,02$	[321]
	$+0,113 \pm 0,008$	$-0,04 \pm 0,01$	[134]
	$+0,11 \pm 0,02$	$-0,04 \pm 0,03$	[55]
	$+0,079 \pm 0,012$	$0,006 \pm 0,016$	[230]
	$+0,076 \pm 0,010$	$0,010 \pm 0,013$	[437]

наблюдаемого эффекта асимметрии в рассеянии даже для γ -излучения 100%-ной круговой поляризации по порядку величины составляет 8%. Поэтому он для чисто гамов-теллеровского взаимодействия не превышает 2—3%. Малость этого эффекта асимметрии, который может быть обнаружен экспериментально, обусловлена использованием железа, она сильно ограничивает точность получения этого отношения.

В табл. 4.5 приведены результаты измерения β - γ -корреляции (излучения круговой поляризации) для некоторых наиболее интересных изотопов. Для всех приведенных случаев γ -излучение имеет квадрупольный характер ($L=2$). Полное несовпадение между двумя группами результатов для ^{44}Sc , ^{44}Ar и т. д., которые были получены в нескольких лабораториях, указывает на исключительную трудность получения точных данных при постановке экспериментов такого типа.

Как видно из таблицы, большинство последних измерений дает очень малые значения для матричных элементов Ферми. Это соответствует сохранению изотопического спина в β -распаде. Результаты были резюмированы Блюмом [76] и Даниелем [135].

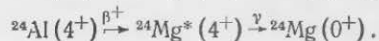
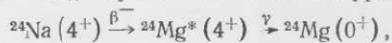
Бета — гамма-корреляция γ -излучения круговой поляризации в зеркальных переходах $^{24}\text{Na} \xrightarrow{\beta^-} ^{24}\text{Mg} \xleftarrow{\beta^+} ^{24}\text{Al}$. Этот остроумный эксперимент, предложенный Бучнатом [86], был поставлен из-за большого расхождения между экспериментально полученным значением матричного элемента Ферми $\int I$ и теоретической оценкой примеси изотопического спина у ^{24}Na . Правило отбора по изотопическому спину для β -взаимодействия Ферми имеет вид $\Delta T=0$, где T — полный изотопический спин. Поэтому в β -переходах с $\Delta T=1$ и $\Delta T_z=\pm 1$ существует только два источника, которые могут дать вклад в вероятность перехода, происходящего под влиянием фермиевской части β -взаимодействия. Одним из этих источников служит примесь к изотопическому спину, обусловленная зарядово-зависимыми силами в нуклон-нуклонном взаимодействии типа кулоновского взаимодействия между протонами. Ясно, что для такого асимметричного потенциала условия зарядовой независимости, которая необходима, чтобы T было хорошим квантовым числом, нарушаются. Таким образом, любой зарядово-зависимый потенциал возмущает и смешивает

состояния с различными изотопическими спинами. Второй источник возникает только в обычной теории β -распада, в которой пионный ток не участвует во взаимодействии. Это позволяет предположить, что виртуальные пионы, порождаемые физическим нуклоном, вызывают появление переходов Ферми с $\Delta T \neq 0$. Однако Вигнер [444] и Бернштейн [53] обратили внимание на то, что в теории СВТ (см. разд. 7.2) вклад виртуальных пионных состояний в переходы Ферми с $\Delta T = 0$ в точности равен нулю, потому что гамильтониан β -взаимодействия должен коммутировать с оператором T . Таким образом, наблюдаемое отклонение от правила отбора $\Delta T = 0$ в переходах Ферми должно быть объяснено только на основании примесей изотопического спина.

Рассмотрим β -распад, в результате которого ^{24}Na (в состоянии $T=1, I=4^+$) превращается в $^{24}\text{Mg}^*$ (в состоянии $T=0, I=4^+$). В этом случае $\Delta T = 1$. Однако на основании β - γ -корреляции (для γ -излучения круговой поляризации) было установлено, что вклад $\int I$ должен быть меньше 10^{-3} , в то время как оценка, использующая оболочечную модель с jj -связью, дала значение $(1,3-1,7) \cdot 10^{-2}$ [75, 87], которое на целый порядок больше.

Существует два возможных объяснения этого расхождения: 1) возможно, что при использовании волновых функций модели с jj -связью было завышено значение кулоновского матричного элемента; 2) теория СВТ может оказаться неприменимой для сложных ядер; тогда токи виртуальных пионов будут вызывать переходы Ферми. Кроме того, мезонный и кулоновский члены интерферируют и могут уничтожить друг друга в ^{24}Na , поэтому получается очень малое значение для $\int I$.

Чтобы сделать выбор между этими двумя возможностями без использования какой-либо ядерной модели. Бучиат предложил следующий эксперимент. Рассмотрим зарядовый мультиплет ($T=1$), который состоит из основных состояний ^{24}Al и ^{24}Na и уровня $^{24}\text{Mg}^*$ с энергией 9,5 Мэв. 99,9% β -распадов переводит ^{24}Na из основного состояния на уровень $^{24}\text{Mg}^*$ с $T=0, I=4^+$, а β^+ -распад переводит в 10% случаев ^{24}Al на тот же уровень:



Ранее уже было отмечено, что коэффициент асимметрии A^\pm (для β^\mp -распада), который может быть определен на основании данных β - γ -угловой корреляции, существенно зависит от отношения $\int I$ к $\int \sigma$. При зарядовом сопряжении, когда $\beta^+ \leftrightarrow \beta^-$, $\int \sigma$, являясь нечетной функцией, меняет знак. Если теория СВТ справедлива, то $\int I$ — четная функция, потому что вклад в этот матричный элемент дает только примесь кулоновского взаимодействия. Вклад в $\int I$ от мезонных эффектов был бы нечетным, но он существует только в принятой теории β -распада. Таким образом, теория СВТ предсказывает, что $A^+ + A^- = 0$.

Этот трудный эксперимент был выполнен независимо друг от друга двумя различными группами. Их результаты в основном совпадают:

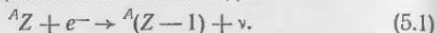
$$A^+ (^{24}\text{Na}) = 0,104 \pm 0,026 [231]; + 0,91 \pm 0,017 [311], \\ A^- (^{24}\text{Al}) = -0,089 \pm 0,057 [231]; - 0,086 \pm 0,054 [311].$$

Результаты этого эксперимента означают, что β -распад сложных ядер в пределах экспериментальных ошибок находится в согласии с теорией СВТ. Однако не обязательно считать, вопреки старой теории Ферми, что матричные элементы, обусловленные мезонными эффектами, должны быть очень малы. Представление о примесях изотопического спина определено находится в лучшем соответствии с расчетами, использующими волновые функции Нильссона [78] вместо волновых функций оболочечной модели с jj -связью.

ПРОЦЕССЫ, ТЕСНО СВЯЗАННЫЕ С β -РАСПАДОМ

5.1. ЗАХВАТ ОРБИТАЛЬНОГО ЭЛЕКТРОНА

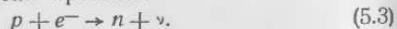
Захват орбитального электрона [6, 466] представляет очень важный процесс, конкурирующий с испусканием позитрона. В этом процессе никакие частицы, кроме неуловимого нейтрино, не испускаются. Схематически его можно представить в таком виде:



Захват орбитального электрона может в действительности произойти даже в том случае, когда испускание позитрона энергетически запрещено, так как необходимая для захвата электрона энергия

$$\Delta E = (M_Z - M_{Z-1})c^2 > E_K \text{ или } E_L, \quad (5.2)$$

где M_Z и M_{Z-1} — массы атомов, а E_K и E_L — соответственно энергии связи K - и L -орбитальных электронов. Эта разность энергий отличается от аналогичной величины, необходимой для испускания позитрона на $2mc^2$. Основой процесса захвата орбитального электрона служит захват электрона протоном



Однако этот процесс не может осуществляться вне ядра, потому что он энергетически запрещен. Наиболее частым типом захвата орбитального электрона является K -захват, так как вероятность захвата электрона зависит от вероятности пребывания электрона вблизи ядра; последняя максимальна для $1s$ -электрона. K -захват, конечно, не может произойти, если в распаде ядерный спин меняется на несколько единиц. Если разность энергий меньше энергии связи K -электрона, может произойти захват только из внешних оболочек, таких, как L , M или N . Однако в этом разделе мы в основном будем рассматривать только K -захват.

В связи с тем что нейтрино трудно непосредственно детектировать, измерения сводятся к определенно энергии отдачи конечного ядра. Баланс энергии требует, чтобы

$$E_\nu + E_R = \Delta E - |E_K|, \quad (5.4)$$

где ΔE представляет собой значение Q для реакции; $|E_K|$ — энергия связи электрона в K -оболочке; E_R и E_ν — энергия отдачи ядра и энергия нейтрино. Из рассмотрения импульсов легко можно показать, что

$$E_R \sim \frac{E_\nu^2}{2mc^2} \text{ или } E_R = 140,2 \frac{E^2 - m_\nu^2 c^4}{M}, \quad (5.5)$$

где E_R выражено в электронвольтах, а за единицу измерения энергии распада E , выделяющейся в процессе K -захвата, и энергии покоя нейтрино $m_\nu c^2$ выбрано mc^2 . Масса M атома, испытывающего отдачу, измерена в атомных единицах массы. Например, для K -захвата в ${}^7\text{Be}$ $E \sim 860/511 = 1,68$, а энергия отдачи равна 57 эв . Отчетливый максимум отдачи был очень хорошо показан в серии убедительных и красивых экспериментов, результаты которых приведены в табл. 5.1. Для более

Таблица 5.1

Отдача ядер при захвате орбитальных электронов

Начальное ядро	Энергия распада, Мэв	$(E_R)_p, \text{ эв}$	$(E_R)_s, \text{ эв}$	Литература
${}^7\text{Be}$	$0,864 \pm 0,003$	$57,3 \pm 0,5$	$56,6 \pm 1,0$	[408]
	$0,864 \pm 0,003$	$57,3 \pm 0,5$	$55,9 \pm 1,0$	[128]
${}^{37}\text{Ar}$	$0,816 \pm 0,004$	$9,67 \pm 0,08$	$9,6 \pm 0,8$	[372]
	$0,816 \pm 0,004$	$9,67 \pm 0,08$	$9,6 \pm 0,2$	[263]
	$0,815 \pm 0,002$	$9,65 \pm 0,05$	$9,63 \pm 0,06$	[409]

тяжелых ядер энергия отдачи получается меньше и ею можно в большинстве рассматриваемых случаев пренебречь.

Вероятность перехода при захвате электрона вычисляется тем же способом, что и для β -распада. Конечно, если ядро распадается на две частицы, плотность конеч-

ных состояний отличается от той, которая была получена при β -распаде. Таким образом,

$$\frac{dN_f}{dE} = \frac{p_f^2 dp_f d\Omega}{(2\pi\hbar)^3 dE}. \quad (5.6)$$

Это выражение можно переписать в таком виде:

$$\frac{dN_f}{dE} = \frac{mc^2}{2\pi^2\hbar^3} \epsilon_f^2, \quad (5.7)$$

где

$$\epsilon_f = \frac{\Delta E - E_K - E_R}{m_0 c^2}. \quad (5.8)$$

Предположим, что взаимодействие состоит из смеси V и A и справедлива двухкомпонентная теория нейтрино ($g_i = g'_i$). Запишем взаимодействие в нерелятивистской форме и, кроме того, будем считать, что электрон ведет себя как нерелятивистская частица (это предположение оправдано тем, что энергия связи даже для K -электрона мала по сравнению с его энергией покоя, за исключением очень тяжелых ядер). Таким образом, гамильтониан, представленный в виде интеграла, содержащего волновые функции Паули нуклонов и лептонов, имеет вид

$$H = g_V \left[-\int \bar{1} \cdot \psi_f^+ \psi_e + \lambda \int \bar{\sigma} \cdot \psi_f^+ \sigma \psi_e \right], \quad (5.9)$$

где $\lambda = -g_A/g_V$ (см. Приложение 6).

Предположим, для простоты, что ядро отдачи движется вдоль положительного направления оси z . Тогда нейтрино должно двигаться в отрицательном направлении оси z . Поскольку нейтрино имеет отрицательную спиральность, его спин направлен в положительном направлении оси z . Поэтому волновую функцию нейтрино можно записать в виде $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$.

Так как мы отказались от релятивистского рассмотрения электрона, он не должен обладать поляризацией в направлении своего движения. Отсутствие какой-либо поляризации электрона в действительности является причиной того, что гамильтониан фактически не отличается от гамильтониана теории, в которой четность сохраняется. Для орбитального K -электрона ψ_e получается в результате умножения

$$\sqrt{Z^3/\pi a_0^3} e^{-Zr/a_0}$$

на волновые функции спина $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ или $\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$, так как электрон, входящий в состав атома, находится в определенном спиновом состоянии. Найдем значение $\psi_e(\mathbf{r})$ в начале координат, где, предполагается, происходит реакция,

$$\psi_e(0) = \sqrt{\frac{Z^3}{\pi a_0^3}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \text{ или } \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (5.10)$$

При вычислении $|H|_i^2$ следует различать два случая, а именно: спин электрона параллелен спину нейтрино $\uparrow\uparrow$ (нет изменения направления спина) или он антипараллелен $\uparrow\downarrow$ (направление спина меняется). Если спин не меняет направления,

$$|H|_{\uparrow\uparrow} = \sqrt{\frac{Z^3}{\pi a_0^3}} g \left(\int \bar{1} \cdot \psi_f^+ \psi_e - \lambda \int \bar{\sigma}_z \psi_f^+ \sigma_z \psi_e \right). \quad (5.11)$$

Заметим, что из-за условия ортогональности спинов образуются в нуль только матричные элементы σ_x и σ_y . Таким образом,

$$|H|_{\uparrow\uparrow}^2 = \frac{Z^3}{\pi a_0^3} g^2 \left[|\int \bar{1}|^2 + \lambda^2 |\int \sigma_z|^2 \right], \quad (5.12)$$

поскольку для неполяризованных ядер смешанные члены выпадают. В случае изменения направления спина остаются только члены с $\int \sigma_x$ и $\int \sigma_y$, поэтому

$$|H|_{\uparrow\downarrow}^2 = \frac{Z^3}{\pi a_0^3} g^2 \lambda^2 \left[|\int \sigma_x|^2 + |\int \sigma_y|^2 \right]. \quad (5.13)$$

Если K -оболочка заполнена, возможны обе ориентации спинов, следовательно, полная вероятность распада получается в результате суммирования вероятностей обоих рассмотренных случаев. Если в K -оболочке находится только один электрон, следует усреднить по состояниям с меняющимися и неменяющимися (по направлению) спинами. В этом случае

$$|H|^2 = \frac{1}{2} \left[|H|_{\uparrow\uparrow}^2 + |H|_{\uparrow\downarrow}^2 \right] \frac{N_K}{2} = \frac{Z^3}{2\pi a_0^3} g^2 \left[|\int \bar{1}|^2 + \lambda^2 |\int \sigma|^2 \right] N_K, \quad (5.14)$$

где N_K — число K -электронов. Положив

$$|M|^2 = |\int \bar{1}|^2 + \lambda^2 |\int \sigma|^2, \quad (5.15)$$

получим для вероятности K -захвата

$$\omega_K = \frac{m^2 c}{\hbar^4} \cdot \frac{N_K}{2\pi^2} g^2 \frac{Z^3}{a_0^3} \epsilon_0^2 |M|^2 \quad (5.16)$$

или

$$\omega_K = \frac{G^2}{2\pi^3} \cdot \frac{m c^2}{\hbar} 2\pi (\alpha Z)^3 \epsilon_0^2 |M|^2, \quad (5.17)$$

где $\hbar/mc = \alpha a_0$ (α — постоянная тонкой структуры); G связано с g равенством (2.24). Кроме того, $N_K = 2$, если K -оболочка заполнена. Введя обозначение

$$f_K = 2\pi (\alpha Z)^3 \left(\frac{\Delta E - E_K}{m_0 c^2} \right)^2, \quad (5.18)$$

можно переписать выражение (5.17):

$$\omega_K = \frac{G^2}{2\pi^3} \cdot \frac{m c^2}{\hbar} f_K |M|^2. \quad (5.19)$$

Теперь рассмотрим, чему равно отношение вероятности K -захвата к вероятности испускания позитрона $\omega_K/\omega_{\beta^+}$. Ядерные матричные элементы для K -захвата и позитронного распада одинаковы, поэтому они сокращаются. Следовательно,

$$\frac{\omega_K}{\omega_{\beta^+}} = \frac{f_K}{f_{\beta^+}}. \quad (5.20)$$

Ясно, что f_K и f_{β^+} не зависят от деталей ядерной структуры. Подставляя соответствующие значения f_K и f_{β^+} , получаем

$$\frac{\omega_K}{\omega_{\beta^+}} \rightarrow 60\pi \left(\frac{\alpha Z}{\epsilon_{0K}} \right)^3 \text{ для } \epsilon_0 \gg 1. \quad (5.21)$$

Этот граничный случай иллюстрирует преобладание при больших ϵ_0 β^+ -распада, в то время как при больших Z преимуществен K -захват. Этот результат справедлив не только для выбранного здесь частного случая $V-\lambda A$ -взаимодействия, но вообще для любого разрешенного β -распада при условии, что отсутствуют фирцевские интерференционные члены. Если есть фирцевские интерференционные члены и если (предположим для простоты) мы имеем чисто гамов-теллеровское взаимодействие, отношение $\omega_K/\omega_{\beta^+} = R_0$ должно быть заменено

$$R = R_0 \left[1 + \Phi(Z, \epsilon_0, \epsilon_K) \frac{g_T}{g_A} \right]. \quad (5.22)$$

(Функцию Φ можно найти в литературе [400, 468].)

Отметим, что рассмотренное только что отношение само зависит от отношения констант связи, в то время как отклонение β -спектра от разрешенной формы зависит от квадрата этого отношения. Таким образом, изменение отношения вероятности K -захвата к вероятности позитронного распада может оказаться более чувствительным методом проверки отсутствия фирцевских интерференционных членов, чем само изучение формы β -спектра. Для такого измерения был использован ^{22}Na , в котором, как считают, осуществляется чисто гамов-теллеровский переход $3^+ \rightarrow 2^+$. Экспериментальное значение отношения R с точностью до нескольких процентов совпадает с R_0 , а для Φ в этом случае расчет дает 3.4. Таким образом, видно, что g_T составляет не более 2% g_A и весьма вероятно, что g_T равно нулю.

Захват из L -оболочки связан с K -захватом следующим отношением вероятностей переходов:

$$\frac{\omega_L}{\omega_K} = \frac{1}{8} \left(\frac{\Delta \epsilon - \epsilon_L}{\Delta \epsilon - \epsilon_K} \right)^2. \quad (5.23)$$

Множитель $1/8$ появился, потому что волновые функции электрона удовлетворяют условию

$$\frac{|\psi_{2s}(0)|^2}{|\psi_{1s}(0)|^2} = \frac{1}{8} \quad (5.24)$$

и кроме того, $|\psi_{2p}(0)|^2 = 0$, если эффектами электронного экранирования можно пренебречь.

При более точном расчете отношения вероятностей захвата орбитальных электронов, конечно, следует учесть влияние экранирования другими электронами. Такое экранирование должно уменьшать эффективный заряд каждого электрона и поэтому должно приводить к снижению вероятности захвата орбитальных электронов.

5.2. ДВОЙНОЙ β -РАСПАД

Рассмотрим изобарный триплет (N, Z) , $(N \pm 1, Z \mp 1)$, $(N \pm 2, Z \mp 2)$, в котором средний изобар имеет большую массу, чем крайние. Такая ситуация возникает только в том случае, если крайние изобары образуют стабильную пару с четными Z и четными N , а проме-

жуточное состояние занимает изобар с нечетным Z и нечетным N , например ${}^{48}_{20}\text{Ca}$, ${}^{48}_{22}\text{Ti}$, ${}^{150}_{60}\text{Nd}$, ${}^{150}_{62}\text{Sm}$ и т. д. Обычный β -распад, переводящий одно ядро в другое через промежуточное состояние, энергетически запрещен. Ядро (N, Z) может превратиться в ядро $(N \pm 2, Z \mp 2)$ путем двойного β -распада. Теория дираковского нейтрино требует, чтобы в таком процессе испускались четыре частицы: два нейтрино (или антинейтрино) должны сопровождать испускание двух позитронов (или электронов). Следовательно, энергетическое распределение для суммы двух позитронов (или электронов) должно быть непрерывным. Если нейтрино не отличается от антинейтрино — такая возможность была рассмотрена Майорана [299] — нейтрино при испускании первого электрона может испускаться виртуально, а затем поглощаться при последующем испускании второго электрона. Сумма энергий двух позитронов (электронов) должна была бы всегда иметь одно и то же значение, равное энергии, выделяющейся в двойном β -распаде. Эта особенность должна была бы сильно улучшить детектируемость двойного β -распада. Так как закон сохранения энергии применим только к начальному (N, Z) и конечному $(N \pm 2, Z \mp 2)$ состояниям, а не к промежуточному, можно предположить, что энергия виртуально испускаемого нейтрино принимает значения примерно до 30 Мэв , когда его длина волны де Бройля становится малой по сравнению с радиусом ядра. Поэтому объем фазового пространства, доступный для промежуточного состояния, намного больше, чем для дираковских нейтрино; следовательно, для майорановских нейтрино сильно возрастает вероятность перехода. Теория двойного β -распада была подробно разработана Гепперт-Майер [216], Ферри [202]*, Конопинским [259], Примаковым и Розеном [356] и Грейлингом и Витте-ном [223].

Грубая оценка вероятности перехода в двойном β -распаде с дираковским нейтрино может быть произведена следующим образом. В случае простого β -распада вероятность перехода определяется выражением

$$\omega_{\beta} \sim \frac{mc^2}{\hbar} \cdot \frac{G^2 |M|^2}{2\pi^3} \cdot \frac{\epsilon_0^5}{30}. \quad (5.25)$$

* См. также Слива Л. А. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 20, 1035 (1950). — Прим. перев.

Здесь мы пренебрегли кулоновскими эффектами и предположили, что $\epsilon_0 \gg 1$. Можно считать, что вероятность двойного β -распада, если за единицу ее измерения принять характеристическую величину mc^2/\hbar , пропорциональна квадрату вероятности простого β -распада. Следовательно, для двойного β -распада приближенно можно записать

$$\omega_{2\beta} \sim \frac{mc^2}{\hbar} \left(\frac{G^2 |M|^2}{2\pi^3} \right)^2 \left(\frac{\epsilon_0^5}{30} \right)^2. \quad (5.26)$$

Используя значения $mc^2/\hbar \sim 10^{21} \text{ сек}^{-1}$ и $G^2 |M|^2 / 2\pi^3 \sim 3 \cdot 10^{-27}$ (последнее значение — на основании данных распада легких ядер), получаем $\tau_{2\beta} = \omega_{2\beta}^{-1} \sim 3 \cdot 10^{-27} \epsilon_0^{-10}$ лет. Таким образом, если $\epsilon_0 \sim 5mc^2$, то $\tau \sim 3 \cdot 10^{20}$ лет. Более точная теория, разработанная Примаковым, дает

$$\tau_{2\beta}^{\Phi} \cong 9 (\tau_{2\beta})^{\Gamma} \cong 6 \cdot 10^{19 \pm 2} \left(\frac{\epsilon_0}{Z} \right)^2 \times \\ \times (1 - e^{\mp 2\pi Z / 137}) \left[\frac{8}{\epsilon_0 - 2} \right]^{10} \text{ лет}, \quad (5.27)$$

где $\epsilon_0 - 2$ — максимальное значение выделяющейся кинетической энергии в единицах mc^2 . Некоторая поправка для учета кулоновского эффекта появляется благодаря члену, содержащему Z .

Двойной β -распад может возникать также вследствие того, что закон сохранения лептонов не выполняется и нейтрино в этом процессе не испускается, т. е.

$$i \rightarrow f + e + e. \quad (5.28)$$

Это могло бы означать, что нейтрино испущено на первой стадии, а на второй поглощено. Тогда из-за отсутствия нейтрино, уносящего энергию, полная энергия испущенных электронов фиксирована и равна максимальному значению выделяющейся энергии; кроме того, распределение не является непрерывным, хотя в случае двойного β -распада с участием двух нейтрино оно непрерывно. Если бы ν и $\bar{\nu}$ были тождественными частицами — так называемыми нейтрино Майорана, такой вариант β -распада мог бы осуществляться.

Можно ожидать, что продолжительность жизни безнейтринного двойного β -распада должна быть примерно в 10^5 раз короче, чем для двойного β -распада, сопро-

возжаемого испусканием двух нейтрино. Эта величина по существу равна четвертой степени отношения энергии виртуального нейтрино к энергии двухнейтринного двойного β -распада: $(30 \text{ Мэв}/1 \text{ Мэв})^4 \sim 10^6$. Можно ожидать, что в безнейтринном случае для типичных ядер порядок продолжительности жизни составляет $10^{15} - 10^{16}$ лет, в то время как для двухнейтринного двойного β -распада он равен примерно $10^{20} - 10^{22}$ лет. Был поставлен ряд экспериментов по поиску двойного β -распада, но убедительных доказательств в пользу его существования обнаружено не было. Если этот процесс происходит, несомненно его продолжительность жизни больше величины, предсказываемой безнейтринной теорией, но точность экспериментов еще недостаточна, чтобы обнаружить двухнейтринный двойной β -распад, даже если он происходит. Результаты экспериментов и предсказания теории для некоторых типичных ядер приведены в табл. 5.2. Существующие данные о нижнем пределе по продолжительности жизни определено указывают, что двухнейтринный двойной β -распад более вероятен, чем

Таблица 5.2
Результаты экспериментов по двойному β -распаду

Переход	Выделяемая кинетическая энергия, Мэв	Период полураспада $t_{1/2}$, годы			Литература
		эксперимент	два нейтрино (теор.)	без нейтрино (теор.)	
${}^{48}_{20}\text{Ca} \rightarrow {}^{48}_{22}\text{Ti}$	$4,3 \pm 0,1$	$> 4,3 \cdot 10^{18}$ (2v) $> 1,2 \cdot 10^{19}$ (1ст v)	$4 \cdot 10^{20 \pm 2}$	$3 \cdot 10^{15 \pm 2}$	[27, 140, 144, 403]
${}^{150}_{60}\text{Nd} \rightarrow {}^{150}_{62}\text{Sm}$	$3,7 \pm 0,1$	$> 4 \cdot 10^{18}$	$2 \cdot 10^{20 \pm 2}$	$2 \cdot 10^{15 \pm 2}$	[115]
${}^{96}_{40}\text{Zr} \rightarrow {}^{96}_{42}\text{Mo}$	$3,4 \pm 0,3$	$> 2 \cdot 10^{18}$	$1 \cdot 10^{21 \pm 2}$	$6 \cdot 10^{15 \pm 2}$	[27, 313]
${}^{130}_{52}\text{Te} \rightarrow {}^{130}_{54}\text{Xe}$	$3,2 \pm 0,1$	$1,4 \cdot 10^{21}$	$2 \cdot 10^{21 \pm 2}$	$8 \cdot 10^{15 \pm 2}$	[227, 241, 263, 396]
${}^{116}_{48}\text{Cs} \rightarrow {}^{116}_{50}\text{Sn}$	$2,6 \pm 0,1$	$> 10^{17}$	$6 \cdot 10^{21 \pm 2}$	$2 \cdot 10^{16 \pm 2}$	[136, 190, 443]
${}^{100}_{42}\text{Mo} \rightarrow {}^{100}_{44}\text{Ru}$	$2,3 \pm 0,2$	$> 10^{17}$	$4 \cdot 10^{22 \pm 2}$	$4 \cdot 10^{16 \pm 2}$	[190, 263, 396]
${}^{124}_{50}\text{Sn} \rightarrow {}^{124}_{52}\text{Te}$	$2,0 \pm 0,2$	$> 10^{17}$	$4 \cdot 10^{22 \pm 2}$	$5 \cdot 10^{16 \pm 2}$	[184, 313]
${}^{238}_{92}\text{U} \rightarrow {}^{238}_{94}\text{Pu}$	1,1	$6 \cdot 10^{18}$	$3 \cdot 10^{25 \pm 2}$	$2 \cdot 10^{18 \pm 2}$	[279]

безнейтринный. Было показано [287], что если все безнейтринные двойные β -распады можно безоговорочно исключить, то существует способ введения для нейтрино лептонных чисел L , алгебраическая сумма которых всегда сохраняется во всех взаимодействиях. Поэтому отсутствие безнейтринного двойного β -распада можно рассматривать как существенное подтверждение закона сохранения лептонов.

С другой стороны, есть соображения, согласно которым эти результаты не являются необходимыми для обоснования сохранения лептонов [265, 356]. По двухкомпонентной теории нейтрино испускаемые в β -распаде нейтрино — правовинтовые. Во второй стадии процесса двойного β -распада нейтрино может быть поглощено, но из двухкомпонентной теории следует, что оно для этого должно быть левовинтовым. Таким образом, если даже нейтрино и антинейтрино тождественны, безнейтринный двойной β -распад не может происходить.

Однако эти рассуждения основаны на неявном предположении, что масса покоя нейтрино равна нулю. Ринн и Окубо [382] с помощью унитарного преобразования показали, что майорановская и двухкомпонентная теории нейтрино с нулевой массой покоя полностью эквивалентны, когда речь идет о результатах экспериментов. Действительно, для нулевой массы покоя мы можем определить две частицы, рассматриваемые как частица и античастица. Это эквивалентно предположению о выполнении закона сохранения лептонов. Конечность массы покоя нейтрино означала бы также не полную поляризацию нейтрино.

Если число лептонов не сохраняется, может происходить безнейтринный двойной β -распад. Так как скорость безнейтринного двойного β -распада в 10^6 раз больше, чем двухнейтринного двойного β -распада, исследование безнейтринного двойного β -распада является очень чувствительным и эффективным методом обнаружения даже малого нарушения закона сохранения лептонов в процессе β -распада.

Следует особо отметить, что сама по себе двухкомпонентная теория не требует нулевой массы покоя нейтрино [99]. Масса покоя нейтрино должна быть равна нулю только в том случае, если одновременно справедливы закон сохранения лептонного заряда и двухкомпонентная теория. При этом условии нейтрино промежу-

точного состояния полностью поляризовано. Оно не может поглощаться и вызывать безнейтринный двойной β -распад в конечном состоянии. Однако если нейтрино имеет конечную массу $m_\nu \neq 0$ и (или) эффективные V - и A -лептонные токи не в точности равны, т. е. $|\delta| =$

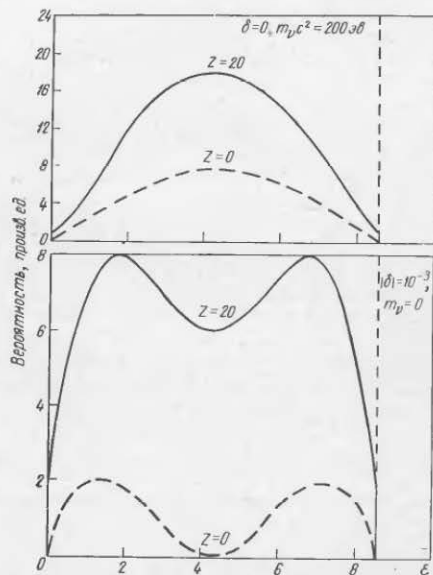


Рис. 5.1. Одноэлектронный энергетический спектр без нейтринного двойного β -распада $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Ti} + 2e$ (без нейтрино). Спектры при $Z=0$ получены для электрона с помощью плоских волн, а спектры при $Z=20$ — в результате использования кулоновских электронных волновых функций для точечного ядра ^{48}Ca (здесь δ — величина, характеризующая небольшое нарушение сохранения лептонов).

$= |y-1| \neq 0$, безнейтринный двойной β -распад возможен, если закон сохранения лептонов нарушается. Чтобы дать представление о различном поведении спектра для двух типов двойного β -распада, Грейлинг и Виттен

[223] вычислили одноэлектронный энергетический спектр в случае безнейтринного двойного β -распада ^{48}Ca для $|\delta| = 0$, $m_\nu \neq 0$ и для $m_\nu = 0$, $|\delta| \neq 0$ (рис. 5.1), а также одноэлектронный спектр и спектр суммы энергий двух электронов для двухнейтринного двойного β -распада ^{48}Ca (рис. 5.2). Интересно отметить, что для безнейтринного конечного состояния спектр резко растет при энергиях, лежащих ниже верхнего энергетического предела E_0 , тогда как в двухнейтринном двойном β -распаде распределение электронов растет медленно.

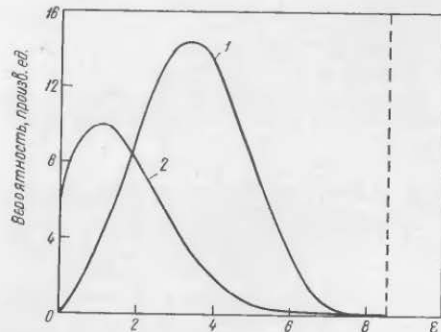
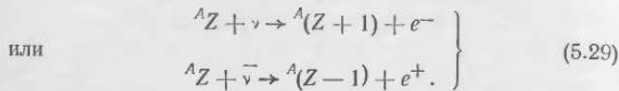


Рис. 5.2. Спектр совпадений (1) и одноэлектронный энергетический спектр (2) для двухнейтринного двойного β -распада $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Ti} + 2e + 2\nu_e$. Сумма кинетических энергий двух электронов $E = \epsilon_1 + \epsilon_2 \leq E_0$. На рис. 5.1 и 5.2 вертикальная штриховая линия соответствует выделяющейся кинетической энергии $8,5 \text{ мс}^2$.

Современное состояние вопроса о двойном β -распаде может быть охарактеризовано цитатой из Доброхотова и др. [149]: «Поиски двойного β -распада дают удивительный пример причудливой смены периодов надежд и разочарований. Два раза на протяжении одного десятилетия это явление было «открыто» и оба раза это открытие оказывалось ложным. История данного вопроса все еще не закончена, явление не наблюдается экспериментально...» Необходимы дальнейшие исследования двойного β -распада.

5.3. ОБРАТНЫЕ β -ПРОЦЕССЫ

Вскоре после появления теории β -распада Ферми, Бете и Пайерлс [48] обратили внимание на возможность существования обратного β -распада, в котором ядро захватывает нейтрино или антинейтрино и одновременно испускает электрон или позитрон. Этот процесс можно представить следующим образом:



Сечение всех обратных β -реакций должно быть исключительно малым (порядка 10^{-44} см²) из-за характерной слабости β -взаимодействия. Только после получения мощного потока антинейтрино из ядерных реакторов были начаты интенсивные и серьезные исследования таких редких процессов.

Захват антинейтрино протонами. Первый процесс, который мы рассмотрим, это захват нейтрино, или, точнее, антинейтрино протонами:



что является обратным процессом по отношению к распаду нейтрона. Это становится очевидным при переносе электрона налево и изменении знака, указывающего направление реакции. Как уже было отмечено, это взаимодействие удовлетворяет закону сохранения лептонов. Вторая возможная реакция, в которой, однако, число лептонов не сохраняется, имеет вид



Она будет рассмотрена позже. Рассмотрим теперь первый тип реакции.

Вероятность перехода для обратной реакции

$$w = \frac{2\pi}{\hbar} |H|^2 \frac{dN}{dE}, \quad (5.32)$$

а сечение, которое можно получить, разделив вероятность перехода на поток падающих нейтрино:

$$d\sigma = \frac{w}{c} = \frac{2\pi}{c\hbar} |H|^2 \frac{dN}{dE}. \quad (5.33)$$

Прямой и обратный процессы β -распада существенно отличаются друг от друга плотностью конечных состояний. Энергия, выделяющаяся в обычном β -распаде, распределяется между антинейтрино, электроном и ядром отдачи, тогда как для обратных процессов энергия распределяется только между позитроном и испытывающим отдачу нейтроном. Если пренебречь энергией отдачи нейтрона, испущенный позитрон будет обладать большей энергией, а плотность конечных состояний будет равна:

$$\frac{dN}{dE} = \frac{p_e^2 dp_e}{(2\pi\hbar)^3} \cdot \frac{d\Omega_e}{dE_e} = \frac{m^2 c}{(2\pi\hbar)^3} \varepsilon \sqrt{\varepsilon^2 - 1} d\Omega_e, \quad (5.34)$$

где $\varepsilon = E/mc^2$; $d\Omega_e$ — элемент телесного угла. Сечение принимает вид

$$d\sigma = \frac{2\pi}{c\hbar} |H|^2 \frac{m^2 c}{(2\pi\hbar)^3} \varepsilon \sqrt{\varepsilon^2 - 1} d\Omega_e, \quad (5.35)$$

причем можно утверждать, что $|H|^2$ для обратных процессов совпадает с $|H|^2$ для обычного β -распада,

т. е.

$$|H_{fi}|^2 = g^2 [|f|^2 + \lambda^2 |j\sigma|^2] = g^2 |M|^2. \quad (5.36)$$

Это дает

$$d\sigma = \frac{2\pi}{c\hbar} g^2 \frac{|M|^2 m^2 c}{(2\pi\hbar)^3} \varepsilon \sqrt{\varepsilon^2 - 1} d\Omega_e. \quad (5.37)$$

Поскольку нас не интересует угловое распределение, проинтегрируем выражение (5.37) по всем углам, образованным направлениями движения позитрона и антинейтрино, тогда полное сечение

$$\sigma = \frac{g^2 m^2}{\pi\hbar^4} |M|^2 \varepsilon \sqrt{\varepsilon^2 - 1} = \left(\frac{\hbar}{mc} \right)^2 \frac{g^2 |M|^2}{\pi} \varepsilon \sqrt{\varepsilon^2 - 1}. \quad (5.38)$$

В табл. 5.3 приведены сечения, вычисленные для нескольких значений энергии в предположении, что $G^2 \sim 9 \cdot 10^{-24}$, а $|M|^2 = |f|^2 + \lambda^2 |j\sigma|^2 \sim 5$.

Таблица 5.3
Вычисленные сечения захвата нейтрино

E_ν, mc^2	E_e, mc^2	$\sigma, 10^{-44} \text{см}^2$
4,5	2,0	8
5,5	3,3	20
10,8	8,3	180

Интересно, что вычисленные сечения вдвое больше тех, которые мы получили бы, если бы не использовали двухкомпонентную теорию и сохранение числа лептонов. Множитель 2 возникает потому, что испущенные из реактора двухкомпонентные нейтрино, для которых выполняется закон сохранения лептонного заряда, находятся только в одном спиновом состоянии вместо обычных двух. Из принципа детального равновесия следует, что сечение поглощения для обратного β -процесса должно быть вдвое больше, чем в старой теории, т. е. $\sigma_{\text{компл}} = 2 \sigma_{\text{кл}}$.



Рис. 5.3. Схема действия большого жидкого сцинтилляционного детектора антинейтрино.

В экспериментах Коузэна и Рейнса [364] принцип детектирования заключался в следующем: $\bar{\nu}$ входило в большой жидкий сцинтиллятор (содержащий кадмий), который служил как в качестве протонной мишени, так и в качестве среды, поглощающей нейтроны. Под действием антинейтрино протон превращается в нейтрон и позитрон. Импульс, вызванный аннигиляцией позитрона, показывал поглощение антинейтрино. Нейтрон за несколько микросекунд замедлялся в водородо сцинтиллятора и захватывался кадмием. В этом процессе радиационного захвата нейтрона испускалось одновременно несколько γ -квантов (9,1 Мэв). В результате их детектирования возникал импульс, запаздывающий по отношению к аннигиляционному импульсу. Для подтверждения того, что наблюдаемые сигналы обусловлены нейтрино, был осуществлен исчерпывающий конт-

роль. На рис. 5.3 показан принцип детектирования антинейтрино. Измеренное сечение $\sigma_{\text{взм}}$ возникающего под влиянием поглощения антинейтрино обратного β -распада равно $(11 \pm 4) \cdot 10^{-44} \text{ см}^2$. Для того чтобы сравнить этот результат с сечением, ожидаемым на основании теоретических расчетов, мы должны точно знать энергию позитрона или спектр антинейтрино, испускаемых из ядерного реактора; они связаны равенством $E_{\bar{\nu}} = 3,53 + E_{e^+}$ (в единицах mc^2). Чтобы получить $E_{\bar{\nu}}$, был измерен β -спектр осколков деления ^{238}U , на основании чего был получен спектр антинейтрино. Результаты таковы: $\sigma_{\text{теор}} = 9,5 \cdot 10^{-44} \text{ см}^2$ [100]; $12 \cdot 10^{-44} \text{ см}^2$ [334]; $15 \cdot 10^{-44} \text{ см}^2$ [247]. Совпадение $\sigma_{\text{взм}}$ и $\sigma_{\text{теор}}$ следует признать очень хорошим.

Однако последние исследования взаимодействия нейтрино высоких энергий с использованием нейтрино, испускаемых в пионном распаде на лету, показали, что возникают мюоны, а электроны в этом случае не образуются. Этот опыт дает строгое доказательство существования нейтрино двух типов (см. разд. 7.4).

Захват нейтрино. ^{37}Ag распадается в результате процесса захвата электрона:



Обратная реакция имеет вид



Здесь должен происходить захват нейтрино, а не антинейтрино, если потребовать, чтобы в процессе поглощения выполнялся закон сохранения лептонов. Реактор дает интенсивный поток антинейтрино, испускаемых из продуктов деления, богатых нейтронами, которые испытывают β -распад. Поэтому такой поток антинейтрино не может быть использован для этого процесса, и нельзя ожидать возникновения радиоактивности у ^{37}Ag .

Эксперимент Дэвиса [131] заключался в облучении большого объема (3785 л) четыреххлористого углерода, помещенного на длительный период вблизи ядерного реактора. Затем ^{37}Ag был выделен и очищен с помощью физических методов. Количество ^{37}Ag было определено счетчиком Гейгера с низким фоном по интенсивности рентгеновского излучения, испускаемого при электронном захвате. Обусловленное ^{37}Ag очень малое число отсчетов [(0,3 ± 3,4) отсчета в сутки], которое обнару-

жил Дэвис с помощью своего последнего усовершенствованного счетчика Гейгера, эквивалентно сечению захвата нейтрино, равному $(0,1 \pm 0,6) \cdot 10^{-45} \text{ см}^2/\text{атом}$. Эта величина мала по сравнению с ожидаемым на основании теоретических расчетов сечением обратного процесса $\sigma = 2 \cdot 10^{-45} \text{ см}^2/\text{атом}$ (для $v = \bar{v}$). К тому же мюонная компонента космического фона в условиях проводимого эксперимента не была хорошо известна. Наблюдавшаяся разность отсчетов могла быть обусловлена мюонными космическими лучами. Таким образом, в настоящее время нет доказательств существования положительного эффекта возникновения обратной реакции (5.40) под влиянием нейтрино из реактора.

Вероятность захвата нейтрино или антинейтрино при прохождении их сквозь Землю по порядку величины равна $\rho \sigma D$, где ρ — плотность нуклонов в 1 см^3 ($\sim 10^{24}$); D — диаметр Земли ($\sim 10^9 \text{ см}$). Измеренное сечение захвата нейтрино 10^{-48} см^2 , говорит о том, что вероятность поглощения нейтрино всего лишь 10^{-10} ! Поэтому нет ничего неожиданного в том, что для экспериментального детектирования нейтрино необходимы тонны поглощающего материала. С другой стороны, исключительная слабость нейтринных взаимодействий означает, что нейтрино могут приходить из других, недоступных областей вселенной, например из центральной части Солнца. Между прочим, эти нейтрино возникают в основном в результате реакции $p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e$. Таким образом, их можно было бы детектировать с помощью реакции (5.39), но не в водороде (в отличие от антинейтрино, испускаемых ядерным реактором) [40].

ДРУГИЕ ТИПЫ СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ, ПРИВОДЯЩИХ К ЛЕПТОННЫМ РАСПАДАМ

Кроме ядерного β -распада под влиянием слабых взаимодействий возникают другие типы распадов с участием лептонов. Это λ - и μ -распады, μ -захват, лептонные распады странных частиц. Обсудим основные характеристики, формализм, значение этих различных процессов и их связь с ядерным β -распадом.

6.1. РАСПАД μ -МЕЗОНА (МЮОНА)

Экспериментальные данные, полученные при определении спиральности и асимметрии распределения лептонов в различных типах лептонных распадов, указывают, что свойства спиральности нейтрино, участвующих в ядерном β -распаде, имеют те же характеристики, что и в других лептонных распадах. Долгое время считали, что нейтрино, испускаемые в пионном, мюонном и во всех распадах, обусловленных слабыми взаимодействиями, не отличаются от нейтрино, участвующих в β -распаде. Однако совсем недавно было блестяще продемонстрировано, что существует по крайней мере два типа нейтрино; т. е. доказано, что нейтрино, порождающие μ -мезоны, не вызывают появления электронов (см. разд. 7.4).

Свободный мюон распадается на электрон и два нейтрино: $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu + \bar{\nu}$. Величина Q в этом распаде практически равна всей энергии покоя мюона 105 Мэв , больше половины которой может уносить электрон. Теперь считают, что испущенные нейтрино различны: одно обладает свойствами нейтрино, а второе — свойствами антинейтрино. Кроме того, одно нейтрино связано с электроном, а второе с мюоном. Следовательно, распад μ^- можно представить так:



Сначала кратко рассмотрим особенности $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ -распадов, которые являются прямым следствием двухкомпонентной теории нейтрино и закона сохранения лептонов. Существование двух типов нейтрино рассмотрено в разд. 7.4.

По аналогии с β -распадом полагают, что плотность гамильтониана для μ -распада пропорциональна

$$g_i (\tilde{\Psi}_e \hat{O}_i \Psi_\mu) (\tilde{\Psi}_\nu \hat{O}_i \Psi_e).$$

Подставим двухкомпонентные волновые функции для нейтрино во второй ковариант. Тогда получим

$$\frac{1}{4} g_i [\tilde{\Psi}_\nu (1 \mp \gamma_5) \hat{O}_i (1 \pm \gamma_5) \Psi_e]. \quad (6.2)$$

Для произвольной комбинации S -, T - и P -взаимодействий оператор \hat{O}_i состоит из суммы произведений, содержащих четное число γ_μ ($\mu=1, 2, 3, 4$). Таким образом, \hat{O}_i коммутирует с γ_5 и ковариант тождественно обращается в нуль. Для комбинации V - и A -взаимодействий \hat{O}_i содержит нечетное число γ -матриц и поэтому антикоммутирует с γ_5 ; следовательно, нейтринный ковариант равен

$$\frac{1}{2} g_i [\tilde{\Psi}_\nu \hat{O}_i (1 + \gamma_5) \Psi_e].$$

Поэтому μ -распад (6.1) (ν и $\bar{\nu}$ удовлетворяют двухкомпонентной теории) может происходить только в результате VA -комбинации взаимодействий.

Мы сгруппировали обе нейтринные волновые функции в один ковариант ради математического удобства. Поскольку электронная и нейтринная волновые функции в теории β -распада объединены в один ковариант, можно привести доводы в пользу того, что то же самое следует сделать и в случае μ -распада (см. Приложение 7). Однако, согласно теореме Фирца [183] о перестановке полей, такая перестановка функций должна привести к изменению коэффициентов в линейной комбинации взаимодействий, но линейная комбинация $V-A$ не меняет своего вида для обеих группировок

$$(\tilde{\Psi}_e \Psi_\mu) (\tilde{\Psi}_\nu \Psi_e) \text{ и } (\tilde{\Psi}_\nu \Psi_\mu) (\tilde{\Psi}_e \Psi_e).$$

Рассмотрим результаты измерений трех величин, представляющих особый интерес для μ -распада: 1) параметра Мишеля; 2) энергетической зависимости параметра асимметрии; 3) поляризации мюонов и электронов.

Параметр Мишеля ρ . Закон сохранения лептонов требует, чтобы участвующие в μ -распаде два нейтрино были бы частицей и античастицей:

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu + \bar{\nu}. \quad (6.3)$$

На основании данных о существовании двух различных типов нейтрино, участвующих в β - и μ -распадах, реакция (6.3) должна быть модифицирована:

$$\mu^+ + \nu_\mu \rightarrow e^+ + \nu_e, \quad \mu^- + \bar{\nu}_\mu \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e. \quad (6.4)$$

Если число лептонов не сохраняется, может быть испущено два нейтрино или два антинейтрино:

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e + \nu_\mu \quad (6.5)$$

или

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \bar{\nu}_e + \bar{\nu}_\mu. \quad (6.6)$$

Из двухкомпонентной теории нейтрино следует, что форма электронного энергетического спектра зависит от спиральности этих нейтрино. Распределение электронов имеет вид

$$N(x) dx = 4x^2 \left[3(1-x) + \frac{2}{3} \rho(4x-3) \right] dx, \quad (6.7)$$

где x — энергия электрона, за единицу измерения которой принята максимальная энергия (спектр нормирован

условием $\int_0^1 N(x) dx = 1$), причем энергия покоя электро-

на не учитывалась. Форма спектра зависит только от одного параметра ρ , введенного Мишелем [318], и выражается через комбинацию всех констант связи, участвующих во взаимодействии. На рис. 6.1 изображен электронный спектр для различных значений ρ . Этот параметр должен быть равен нулю, если испускание электрона сопровождается испусканием двух нейтрино или двух антинейтрино [если μ^- — античастица, μ^- -распад должен иметь вид (6.6)]. Это можно понять на ос-

новании следующих физических соображений. Если максимальная энергия электрона $E_{\text{макс}} = m_{\nu} c^2/2 = 51,7 \text{ МэВ}$, оба нейтрино должны вылетать в противоположных направлениях. Если спиральность нейтрино одинакова, их релятивистская волновая функция

$$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} e^{i\rho r}$$

принимает одно и то же значение в начале координат, даже в том случае, когда их энергии различны или одно из них типа ν_e , а другое ν_{μ} . Поэтому антисимметризован-

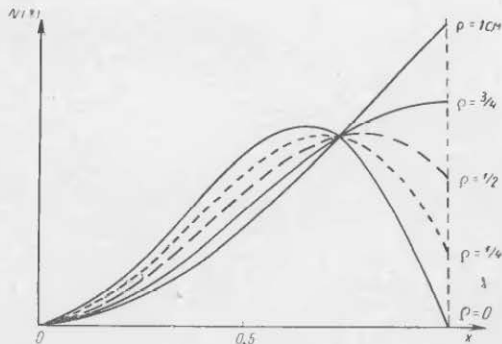


Рис. 6.1. Спектр электронов, испускаемых при $\mu \rightarrow e$ -распаде, для различных значений параметра Мишеля ρ .

По оси абсцисс отложена энергия x , по оси ординат — вероятность распада.

ная волновая функция для такой пары (в начале координат) должна обращаться в нуль. Это означает, что $N(E_{\text{макс}}) = 0$ и параметр Мишеля $\rho = 0$. Если испущены нейтрино и антинейтрино, мы найдем, что $\rho = 3/4$. В этом случае $N(E_{\text{макс}}) \neq 0$, но $dN(E_{\text{макс}})/dE = 0$ и $N(x)dx = (6x^2 - 4x^3)dx$ (см. Приложение 7). Величина ρ должна быть немного изменена, если существует промежуточный бозон (см. разд. 7.4).

Таблица 6.1

Результаты определения ρ из мюонного распада

Источник	Метод	Число событий	Величина ρ^*	Литература
Космические лучи	Камера Вильсона	75	$0,075 \pm \pm 0,23$ (0,4)	Leighton R. B., Anderson C. D., Seriff A. J. Phys. Rev., 75, 1432 (1949)
Ускоритель	То же	150	$<0,06$ (0,1)	Sagane R., Gardner W. P. Hubbard H. W. Phys. Rev., 82, 557 (1951)
Космические лучи	»	150	$0,19 \pm \pm 0,12$ (0,4)	Lagerrigne A. Peyron C. Your. Phys. et Rad., 12, 848 (1951)
Ускоритель	Ядерные эмульсии	301	$0,41 \pm \pm 0,13$ (0,48 $\pm \pm 0,1$)	Bramson H., Seifert A., Havens W. Phys. Rev., 88, 304 (1952)
»	Камера Вильсона	400	$0,26 \pm \pm 0,26$	Hubbard H. UCRL-1623 (1952)
»	То же	280	$0,50 \pm \pm 0,13$	Villein J. H., Williams R. W., Phys. Rev., 94, 1011 (1954)
»	»	415	$0,68 \pm \pm 0,11$	Sargent C. P. et al. Phys. Rev. 99, 885 (1955)
Космические лучи	Ядерные эмульсии	506	$0,57 \pm \pm 0,14$	Bonetti A. et al. Nuovo Cimento, 3, 33 (1956)
Ускоритель	Спектрометр с двойной фокусирующей	—	$(0,62 \pm \pm 5) \%$	Crowe K., Helm R., Tauffest G. Proc. of the Sixth Ann. Rochest. Conf. 1956, Inter. Publ. Co. N. Y., 1956, p. IX-47
»	Спектрометр со спиральной орбитой	—	$(0,72 \pm \pm 8) \%$	Sagane R., Dudziak W. F., Vedder J. Bull. Amer. Soc., Ser II, 1, 174 (1956)
»	Диффузионная камера	1300	$0,67 \pm \pm 0,05$	[377], 1958
»	Спектрометр со спиральной орбитой	—	$0,741 \pm \pm 0,027$	[153], 1959
»	Пузырьковая камера	2276	$0,751 \pm \pm 0,034$	[73], 1962

Продолжение табл. 6.1

Источник	Метод	Число событий	Величина ρ^*	Литература
Ускоритель	Водородная пузырьковая камера	9213	$0,785 \pm 0,020$	[353], 1960
»	Магнитный спектрометр с звуковыми искровыми камерами	10^7	$0,747 \pm 0,005$	[47], 1965 [404], 1965

* Значения ρ получены до 1952 г. на основании завышенной величины мюонной массы (современное значение $m_\mu = 206,77 m_e$). При новой мюонной массе эти экспериментальные спектры имели бы несколько большие значения ρ (приведены в скобках).

Радиационные поправки. Следует отметить, что, помимо испускания электрона и нейтринной пары, в μ -распаде может излучаться γ -квант. Кроме того, квант, испущенный мюоном, может затем поглотиться электроном, не успев покинуть систему. Экспериментально эти процессы неразличимы, поэтому их нельзя отличить от обычного процесса распада [52]. Расчеты показывают, что такие радиационные процессы немного меняют электронный спектр и дают величину ρ , слегка отличающуюся от 3/4.

При определении ρ используют неполяризованные мюоны. В качестве регистрирующих приборов применяют камеры Вильсона, спектрометры, диффузионные, пузырьковые и искровые камеры. В настоящее время для ρ экспериментально получены значения, лежащие в пределах от 0,74 до 0,79 (см. табл. 6.1). Это, конечно, близко к значению 0,75, соответствующему испусканию нейтринно и антинейтринно. Поэтому мы можем уверенно отвергнуть предположение об испускании в мюонном распаде двух нейтринно или двух антинейтринно. Это одновременно оправдывает деление на частицы и античастицы в теории с сохраняющимся числом лептонов.

С 1959 по 1964 г. наиболее точным считали значение параметра Мишеля $\rho \approx 0,75 \pm 0,03$, которое было получено с помощью пузырьковых камер и магнитного спектрометра [150]. Но в 1965 г. были опубликованы результаты измерений, выполненных со значительно улучшенной методикой [47, 404] (с помощью магнитного спектро-

метра с звуковыми искровыми камерами, соединенными с вычислительной машиной). Экспериментальная установка, использованная в колумбийских измерениях [47], показана на рис. 6.2. В результате значительно более высокой разрешающей способности и большой апертуры

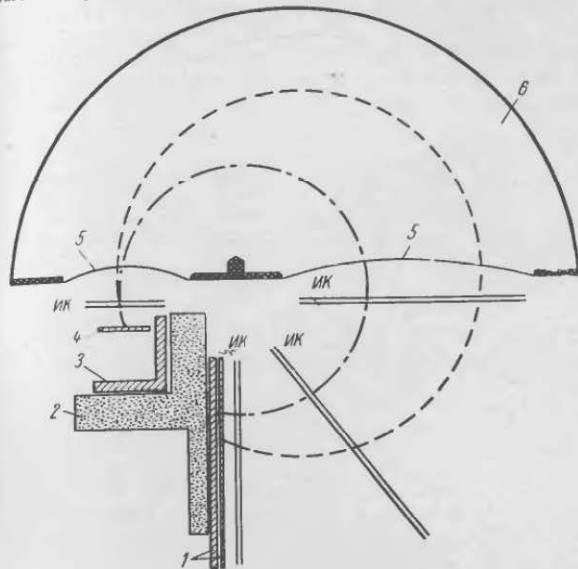


Рис. 6.2. Расположение приборов в экспериментальной установке.

Вся установка помещена в однородное магнитное поле. Две вычерченные круговые траектории соответствуют минимальному (35 Мэв) и максимальному (52,5 Мэв) импульсам позитрона в поле 6,62 кэс. На пути позитронов нет никаких других объектов, кроме двух майларовых окошек толщиной 0,076 мм в каждой камере (не показаны на рисунке): 1 — счетчики электронов; 2 — свинцовый поглотитель; 3 — счетчик антисовпадений; 4 — счетчик-мишень; 5 — майларовое окошко толщиной 0,25 мм; 6 — вакуумная камера; ИК — искровая камера.

уменьшено влияние тормозного излучения и увеличено число наблюдаемых событий, что повысило точность определения параметра Мишеля ρ , который входит в спектр Мишеля следующим образом:

$$P(x) dx = \frac{1}{2} \left[12x^2 - 12x^3 + \beta \left(\frac{32}{x^3} - 8x^2 \right) \right] dx,$$

где x — отношение импульса позитрона к его максимальному значению с учетом поправок на внутреннее тормозное излучение и ионизационные потери. Квадратичная подгонка дает наилучшее значение для $\rho = 0,747 \pm 0,005$.

Энергетическая зависимость параметра асимметрии. Вскоре после первых опытов по установлению несохранения четности и нарушения зарядового сопряжения в β -распаде ^{60}Co была исследована пространственная асимметрия испускания электронов в распадах $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$.

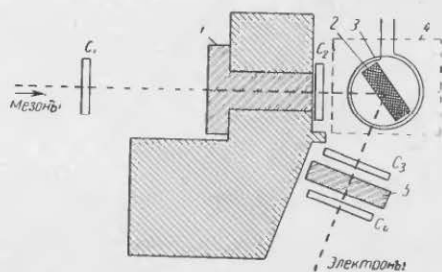
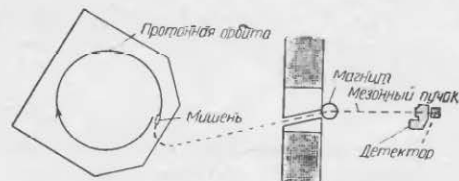


Рис. 6.3. Экспериментальная установка для наблюдения асимметрии в распаде $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ [208]:

1 — блок углерода; 2 — углеродная мишень; 3 — катушка намагничивания; 4 — магнитная экранировка; 5 — детектор.

Эти эксперименты были выполнены Гаврином и др. [208] с помощью счетчиков и независимо от них Фридманом и Телегди [194], применявшими метод ядерных эмульсий. Схематический чертеж экспериментальной установки со счетчиками показан на рис. 6.3. Пучок

монохроматических π^+ -мезонов, содержащий около 10% μ^+ -мезонов, выводился из синхротронного пучка. Отделение пионов от мюонов осуществлялось методом абсорбции в графитовом блоке, который задерживал π^+ -мезоны, но пропускал μ^+ -мюоны, уменьшая их импульс. Затем мюоны задерживались графитовой мишенью. Попадание мюонов в мишень регистрировалось методом совпадений отсчетов, поступающих от сцинтилляционных счетчиков C_1 и C_2 . Последующий $\mu \rightarrow e$ -распад в графитовой мишени детектировался электронным телескопом, со-

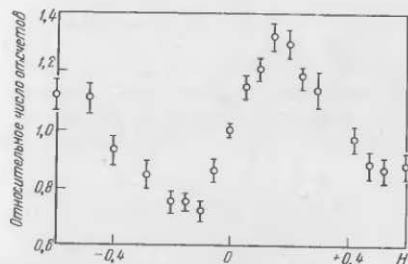


Рис. 6.4. Вариация скорости счета под влиянием прецессии, вызванной изменением магнитного поля [208].

стоящим из двух сцинтилляционных счетчиков C_3 и C_4 . Схема запаздывающих совпадений с продолжительностью действия 1,25 мксек сработывала через 0,75 мксек после попадания мюонов в углеродную мишень.

Предположим, что мюоны поляризованы в направлении своего движения. Цель этого эксперимента заключалась в измерении пространственного распределения электронов относительно этого направления; распределение характеризовалось углом направления между направлением движения мюона и электрона.

Когда магнитное поле не окружает углеродную мишень, электронный телескоп регистрирует электроны, вылетающие под углом, близким к 100° (см. рис. 6.3). Если через катушку 3 течет ток, в области мишени возникает постоянное магнитное поле (перпендикулярное к плоскости чертежа) и спин тормозящего внутри мишени мюона будет прецессировать с частотой

$\omega = geH/2m_\mu c$ рад/сек (g — гиромангнитное отношение мюона; m_μ — масса мюона). Угловое распределение электронов, естественно, будет следовать за изменением направления спина мюона и прецессировать (относительно направления магнитного поля) с частотой прецессии мюонного спина. В первом таком эксперименте установка была неподвижна, но ток катушки подмагничивания менялся. Таким образом, каждому значению тока соответствовал определенный средний угол поворота мюонного спина. Эксперимент показал (рис. 6.4), что имеется осциллирующая вариация, зависящая от приложенного поля. Было найдено, что 1) четность не сохраняется как в $\pi \rightarrow \mu$, так и в $\mu \rightarrow e$ -распадах; 2) наблюдается максимальная асимметрия, предсказываемая двухкомпонентной теорией нейтрино; 3) гиромангнитное отношение g мюона очень близко к 2, как этого и следовало ожидать для простой дираковской частицы.

Теоретический расчет показывает, что угловое распределение электронов, испускаемых в μ^+ -распаде, имеет вид (см. Приложение 7)

$$dN = \frac{1}{2} \pi x^2 [(3 - 2x) \pm \xi (1 - 2x) \cos \theta] dx d\Omega, \quad (6.8)$$

где $x = p/p_{\text{макс}}$; (p — импульс электрона); θ — угол между импульсом электрона и направлением спина распадающегося мюона. Для двухкомпонентного нейтрино

$$\xi = \frac{g_V g_A + g_A g_V}{g_V^2 + g_A^2}, \quad (6.9)$$

а в случае $V-A$ -взаимодействия $\xi = -1$.

Для μ^+ -распада угловая асимметрия

$$I(\theta) d\theta = (1 + A \cos \theta) \sin \theta d\theta \approx \left(1 \pm \xi \frac{1-2x}{3-2x} \cos \theta\right) \sin \theta d\theta, \quad (6.10)$$

где A — параметр асимметрии, равный $\pm \xi(1-2x)/(3-2x)$, и, следовательно, зависящий от энергии электрона x ; для больших значений $|\xi| \approx 1$. В μ^+ -распаде параметр асимметрии изменяется в следующих пределах: $A = \mp \xi$ для $x=1$ (максимальная энергия), $A=0$ для $x=1/2$ (в этой точке меняется знак) и $A = \pm \xi/3$ для $x=0$ (нулевая энергия). На рис. 6.5 показана экспериментально установленная зависимость A от энергии и приведена

для сравнения теоретическая кривая, предсказываемая двухкомпонентной теорией нейтрино. Видно, что в μ^- -распаде медленные электроны испускаются в основном вперед (параллельно спину μ -мезона), а быстрые — преимущественно назад. Это можно понять на основании следующих простых аргументов.

Прежде всего закон сохранения углового момента и известная спиральность испущенного нейтрино требуют, чтобы μ^- -мезон, испущенный в распаде $\pi \rightarrow \mu^- + \nu_\mu$, был праввинтовым (см. разд. 6.3), т. е. чтобы его спин был

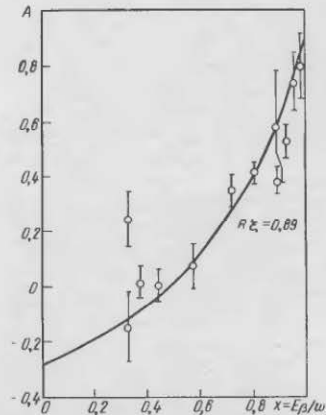


Рис. 6.5. Зависимость коэффициента асимметрии A от энергии x для μ^+ -распада.

Сплошная линия изображает зависимость коэффициента A от x , вычисленную на основании двухкомпонентной теории нейтрино [267].

параллелен импульсу. в противоположность обычно левовинтовой поляризации лептонных частиц. Если испущенный электрон обладает максимальной энергией, законы сохранения энергии и импульса требуют, чтобы ν_μ и ν_e испускались в одном направлении (противоположном импульсу электрона). Эти две частицы имеют противоположные по знаку четности, и в рассматриваемом случае их суммарный спин равен нулю. Таким образом, спин электрона параллелен спину мюона, а также его

импульсу. Поскольку поляризация электронов противоположна их направлению движения, они должны испускаться преимущественно в обратном направлении.

С другой стороны, для медленных электронов сохранение импульса требует, чтобы нейтрино испускались преимущественно в противоположных направлениях. Поэтому их спины имеют тенденцию складываться. В этом случае сохранение углового момента способствует тому, чтобы спин электрона был противоположен спину мюона, т. е. предпочтительно испускание электронов вперед.

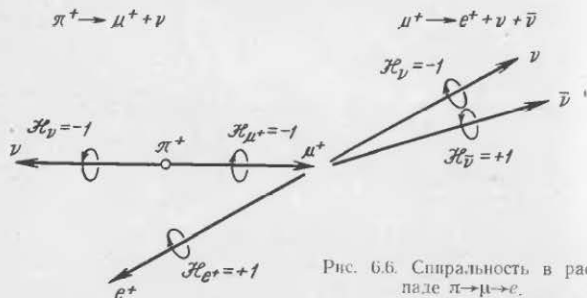


Рис. 6.6. Спиральность в распаде $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$.

Рассмотрение импульсов и угловых моментов для μ^+ -распада приводит к аналогичным выводам, но позитроны имеют тенденцию поляризоваться параллельно направлению движения; таким образом, возникает асимметрия углового распределения, противоположная асимметрии в μ^- -распаде (рис. 6.6).

Сначала не было экспериментальных данных о знаке $\cos \theta$, так как не существовало прямых методов определения среднего значения поляризации $\langle \sigma \rangle$ мюона; мы только знали, что она направлена вдоль направления его движения. Однако прямое измерение поляризации мюонов было осуществлено [15, 32, 353]. Оно подтвердило значения спиральностей мюонов, предсказанные косвенным методом (см. разд. 4.6).

Большая асимметрия в испускании электронов, установленная в первом эксперименте Гарвина, Ледермана и Вейриха по определению несохранения четности в мюонном распаде, а также на основании данных, полученных независимо Фридманом и Телегди, говорит о том,

что большая часть электронов движется в направлении, противоположном движению мюона. Оказалось, что самое последнее значение абсолютной величины $|\xi| = 3|A| \geq 0,975 \pm 0,054$. Для ее измерения был использован следующий метод [30]. Пучок μ -мезонов, для которых хорошо известна зависимость поляризации от кинетической энергии, был получен в результате отбора μ -мезонов, испускаемых вблизи граничного угла в распаде на лету π^+ -мезонов известной энергии. Он тормозился в мишени, содержащей бром, который, как известно, не вызывает деполяризации. Чтобы на протяжении часового цикла измерения ориентировать спин сначала в направлении ряда детекторов, а затем в обратном направлении, было использовано пульсирующее магнитное поле, вызывавшее прецессионный поворот на $\pm 90^\circ$, который позволял измерить отношение интенсивностей излучения в прямом и обратном направлениях, используя один набор позитронных детекторов, и тем самым исключить необходимость учета систематической асимметрии, возникающей при двух наборах детекторов. Полученное значение $|\xi|$ находится в хорошем согласии с предсказываемым $V-A$ -теорией значением $\xi = -1$ ($-1,003$ с учетом радиационных поправок [248]). Выполненное Плано [353] исследование с использованием пузырьковой камеры дало значение $|\xi| \geq 0,96 \pm 0,05$.

На конце спектра, соответствующем высоким энергиям, данные об асимметрии хорошо совпадают с предсказаниями теории. Выполнение измерений в области малых энергий сопряжено со значительными трудностями, и статистика для этих энергий все еще бедна. Однако в целом энергетическая зависимость асимметрии распределения в μ -распаде совпадает с предсказаниями двухкомпонентной теории для $V-A$ -взаимодействия.

Правда, в работе [16] по изучению асимметрии в угловом распределении электронов, испускаемых в μ -распаде, с помощью ядерных эмульсий, помещенных в магнитное поле до $35\,000$ э, было обнаружено, что параметр асимметрии $A^* = PA$ (где P — поляризация мюона после остановки в поглотителе) приближается к $0,3$, но всегда

остается меньше максимального значения $A^* = \frac{1}{3}$. Была сделана попытка объяснить отклонение от максимального значения эффектом деполяризации, связанным с

образованием мюония в ядерных эмульсиях [340]. Однако многочисленные измерения величины A^* в эмульсиях с различным содержанием желатина, а также исследования зависимости A^* от магнитного поля H привели к заключению, что деполаризация не может быть вызвана образованием мюония. Если этот эффект вообще вызван деполаризацией, он должен быть обусловлен пока еще неизвестным механизмом.

Полученное недавно с помощью процесса захвата (см. разд. 7.4) доказательство существования двух типов нейтрино подняло вопрос о массе покоя мюонного нейтрино. Хотя верхний предел массы покоя электронного нейтрино равен 250 эв^* , что не противоречит нулевой массе покоя, нам очень мало известно о массе мюонного нейтрино. В настоящее время его верхний предел не меньше $3,5 \text{ Мэв}$ [29]**. В этом эксперименте ошибка обусловлена как измерениями, так и приближенным значением массы пиона $m_{\pi^+} = (139,39 \pm 0,05) \text{ Мэв}$. При использовании более точного значения m_{π} , $m_{\nu_{\mu}} < 3 \text{ Мэв}$. Если мюонное нейтрино имеет конечную массу покоя или если сохранение лептонов выполняется приближенно, поляризация P мюона не равна 1. Поэтому наблюдаемое отклонение A^* от максимального значения $1/3$ может быть вызвано не деполаризацией. Этот факт, конечно, имеет глубокий смысл и, может быть, он связан с природой мюонного нейтрино. Однако пока не будут произведены дальнейшие исследования, наша дискуссия будет носить спекулятивный характер.

Поляризация мюонов и электронов. Несмотря на то что знак $\cos \theta$ в выражении, характеризующем асимметрию распределения, из-за отсутствия сведений о направлении спина мюона сначала не был известен, спиральность электронов распада могла бы быть установлена с помощью аргументов, уже использованных при рассмотрении продольной поляризации β -частиц ядерного распада; оказалось, что

$$\mathcal{P}_e = \pm \xi \frac{v}{c} \approx \pm \xi, \quad (6.11)$$

* См. сноску на стр. 152.

** Последние измерения показали, что $m_{\nu_{\mu}} < 1,2 \text{ Мэв}$. См. Поиткорво Б. М. «Успехи физ. наук», 95, 517 (1968). — Прим. перев.

для μ^- - и μ^+ -распадов отвечают соответственно знаки $\ll + \gg$ и $\ll - \gg$. Если отрицательный электрон имеет левовинтовую, а позитрон — правовинтовую поляризацию, то $\xi = -1$. Если бы было установлено, что асимметрия имеет противоположный знак, то это означало бы, что отрицательный мюон имеет положительную, а положительный мюон — отрицательную спиральность. Это можно наглядно представить, рассмотрев предельный случай, изображенный на рис. 6.6.

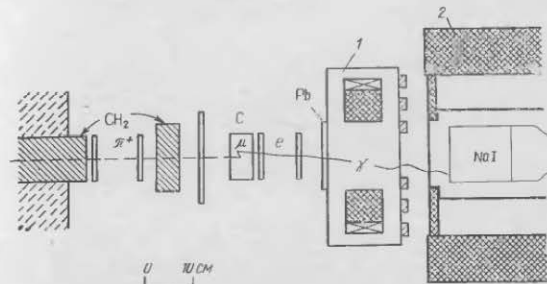


Рис. 6.7. Измерение спиральности электронов, испускаемых в распаде $\mu \rightarrow e$:

1 — компенсирующие катушки; 2 — свинцовая защита.

Когда нейтрино и антинейтрино движутся в одном и том же направлении, электрон, движущийся в противоположном направлении, должен уносить угловой момент мюона. Если μ^+ имеет отрицательную спиральность, испускаемый при распаде позитрон должен иметь положительную спиральность. Все экспериментальные данные о поляризации электронов и позитронов, испускаемых в μ -распаде, которые были получены по методу измерения круговой поляризации тормозного [124, 304] и аннигиляционного излучения или по методу рассеяния Баба [20], указывают на отрицательную спиральность e^- и положительную e^+ (рис. 6.7).

В 1963 г. по образованию позитрония в магнитном поле для спиральности позитронов μ^+ -распада было найдено значение $\mathcal{P}_{e^+} = (+0,28 \pm 0,16)$. Полученный результат потребовал дальнейшего исследования этого вопроса различными методами.

Метод аннигиляции позитронов [94]. При аннигиляции позитронов с электронами намагниченной железной мишени происходит реакция $e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma$. Согласно Пейджу [349] и Мак-Мастеру [315], сечения аннигиляционных процессов $(d\sigma/d\Omega)_{\uparrow\uparrow}$ и $(d\sigma/d\Omega)_{\uparrow\downarrow}$ для параллельных и антипараллельных спинов электрона и позитрона различны. Сравнительные экспериментальные и теоретические значения $f(\theta_{\text{lab}}) = \frac{(d\sigma)_{\uparrow\uparrow} - (d\sigma)_{\uparrow\downarrow}}{(d\sigma)_{\uparrow\uparrow} + (d\sigma)_{\uparrow\downarrow}}$, они получили для поляризации позитронов $\mathcal{P}_{e^+} = 1,05 \pm 0,30$.

Круговая поляризация тормозного излучения [72]. В поляризационных опытах, о которых сообщил Блюм, пропускали тормозное излучение (круговой поляризации) позитронов, испускаемых в π^+ -распадах, через намагниченное железо. Таким образом, в основе постановки эксперимента лежит методика, использованная Маком [304] и Кэллигеном и др. [124, 126] в более ранних исследованиях поляризации e^+ . Используя результаты измерений при двух высоких энергиях ($E_\gamma \geq 10 \text{ МэВ}$) и принимая во внимание, что расчет эффекта асимметрии был выполнен с точностью до $\pm 1\%$, они установили правовинтовой характер позитронов с поляризацией $\mathcal{P}_{e^+} = (0,94 \pm 0,38)$.

Рассеяние Баба [153]. Метод, в основу которого положено рассеяние Баба, позволяет определить поляризацию без торможения позитронов. Сечение рассеяния позитронов электронами (рассеяние Баба) зависит от относительной ориентации спинов двух частиц; в случае антипараллельных спинов сечение больше, чем в случае параллельных. Измеренная асимметрия соответствует 100%-ной поляризации, а ее знак указывает на правовинтовой характер позитрона: $\mathcal{P}_{e^+} = 1,04 \pm 0,18$.

Заклучение. Общий результат, полученный на основании трех последних измерений, таков: $\mathcal{P}_{e^+} = 1,03 \pm 0,14$. Поляризация позитронов, испускаемых в μ^+ -распадах, составляет 100%.

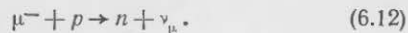
Хотя желательно снизить неточность в предыдущем результате, можно с полной уверенностью считать, что результат $\mathcal{P}_{e^+} = 0,28 \pm 0,16$, полученный Диком и др. [146], вероятно, обусловлен каким-то непредвиденным механизмом деполаризации, возникающей в процессе снижения энергии от 50 до 10 МэВ в Ве [148].

За последнее время различными методами было осуществлено прямое определение спиральности мюона и, в частности, ее знак. Одни эксперименты основывались на меллеровском рассеянии продольно-поляризованных мюонов высокой энергии выстроенными в намагниченном железе электронами; были использованы мюоны из состава космического излучения, а также мюоны, полученные на протонном синхротроне ЦЕРН [32]. Во втором методе, основанном на моттовском рассеянии [34], была измерена лево-правая асимметрия в направленном в обратную сторону рассеянии свинцовой мишенью продольно-поляризованных мюонов. В методе, использующем моттовское рассеяние, применен пучок мюонов с известной поляризацией (описанный на стр. 237). Зарегистрированное число актов рассеяния хорошо совпадает с числом, вычисленным в предположении, что мюон—дираковская частица, рассеиваемая статическим кулоновским полем, вызванным плотностью ядерного заряда с распределением фермиевского типа. На основании параметров, полученных из данных электронного рассеяния, была найдена лево-правая асимметрия $(-0,091 \pm 0,031)$. Это значение позволило прийти к выводу, что спиральность μ^- -мезона, испущенного в $\pi^- \rightarrow \mu^-$ -распаде, положительна. К такому же заключению приводят эксперименты, использующие меллеровское рассеяние.

В распаде $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ обе частицы (μ^+ и ν_μ) должны вылетать в противоположных направлениях с полным угловым моментом, равным нулю. Теория предсказывает отрицательную спиральность для нейтрино. В этом пункте данные о спиральностях нейтрино, испускаемых в ядерных β -распадах и $\pi^- \rightarrow \mu^- + e^-$ -распадах, находятся в превосходном согласии.

6.2. ЗАХВАТ МЮОНА

В предыдущем разделе было выяснено, что все мюоны могут распадаться на электрон и два нейтрино. Однако для отрицательного мюона существует другой вариант перехода: он может быть захвачен ядром. Такой процесс аналогичен захвату орбитального электрона. В основном мюонный захват происходит по схеме



Этот процесс отличается от захвата орбитального электрона тем, что он энергетически дозволен для свободного состояния. Если μ -мезон и протон сначала находились в покое, из закона сохранения энергии

$$E_0 = m_\mu c^2 = E_\nu + E_n, \quad (6.13)$$

где

$$E_n = p_n^2/2m_n = p_\nu^2/2m_n = E_\nu^2/2m_n c^2.$$

Можно рассматривать отдачу нейтрона с достаточной точностью с помощью нерелятивистского приближения и пренебречь разностью масс n и p . Тогда $E_\nu + E_\nu^2/2m_n c^2 = m_n c^2 = 105 \text{ Мэв}$.

Решая относительно E_ν и E_n , найдем $E_\nu \sim 100 \text{ Мэв}$, $E_n = 5 \text{ Мэв}$. Следовательно, большая часть энергии уносится нейтрино. В тяжелых ядрах импульс частично может быть передан другим нуклонам, и кроме того, протоны не находятся в покое, а образуют ферми-газ; поэтому ядру может быть передана большая энергия. Средняя энергия возбуждения, оказывается, принимает значение примерно от 15 до 20 Мэв.

Теперь подсчитаем вероятность перехода для μ -захвата. Если предположить, что для этого процесса применимо описание, использованное для K -захвата* [см. уравнение (5.17)], найдем следующее выражение для вероятности захвата мюона одним атомом в секунду:

$$\omega_{\mu^- + Z} = \frac{G^2}{2\pi^3} \cdot \frac{m_e c^2}{\hbar} \pi \left(\frac{\alpha m_\mu Z}{m_e} \right) \left(\frac{E_\nu}{m_e c^2} \right)^3 |M|^2. \quad (6.14)$$

Используя значения констант связи, полученные при рассмотрении распада нейтрона, и учитывая, что $|\sigma|^2 = 3$, а

$$|M|^2 = 1 + \left(\frac{g_A}{g_V} \right)^2 |\sigma|^2 \sim 5,2, \quad (6.15)$$

получаем $\omega = 270 Z^3 \text{ сек}^{-1}$.

* Это предположение само по себе означает, что β -взаимодействие инвариантно относительно одновременной замены $e \leftrightarrow \nu_e$ и $\nu_e \leftrightarrow e$. Предположение о $e \leftrightarrow \mu$ -симметрии находится в согласии с универсальным взаимодействием Ферми (см. гл. 7.1), но из него не следует, что взаимодействие будет универсальным взаимодействием Ферми.

Производя эту оценку, мы пренебрегли массой покоя μ -мезона по сравнению с массой нуклона. Учет отдачи нуклона уменьшает вероятность захвата примерно на 40%. Видно, что в любом случае вероятность захвата мюона меньше 0,1% вероятности спонтанного распада, поэтому рассматриваемый процесс, представляющийся с теоретической точки зрения весьма важным, довольно трудно поддается экспериментальному исследованию (см. ниже). Возможности экспериментального изучения более благоприятны, однако, в случае μ -захвата тяжелыми ядрами. Рассмотрим ядро с зарядом Z . Вероятность захвата таким ядром в Z раз больше, чем для водорода, потому что в каждом ядре находится Z протонов. Кроме того, в выражении для вероятности появляется множитель Z^3 , обусловленный волновой функцией мюона в ядре (для водородоподобных волновых функций $|\psi(0)|^2 \sim Z^3$). Даже у тяжелых ядер эффект отдачи играет существенную роль, поскольку нейтрон, возникающий в процессе захвата, может испытать отдачу и покинуть оставшееся в возбужденном состоянии ядро. К тому же ядро как целое, конечно, может испытать отдачу, но это мало влияет на вероятность захвата.

Помимо уже упомянутых эффектов, при вычислении вероятности захвата следует учесть две другие поправки.

Во-первых, в тяжелых ядрах мюон может находиться значительную часть времени внутри самого ядра. Здесь электростатический потенциал уже не является кулоновским. Из физических соображений, основанных на применении теоремы Гаусса, следует, что электрическое поле, действующее на μ -мезон, зависит только от заряда, находящегося внутри мезонной орбиты. Следовательно, действующий эффективный заряд меньше истинного ядерного заряда. Этот эффект можно учесть, заменив Z эффективным зарядом $Z_{\text{эф}}$. Для легких ядер $Z_{\text{эф}} \approx Z$. Однако уже для таких ядер, как Zp ($Z=30$), $Z_{\text{эф}} \approx 22$, а для ядер с Z , попадающими в интервал от 80 до 90, $Z_{\text{эф}}$ близко к 35.

Во-вторых, вероятность захвата мюона уменьшается из-за эффекта, обусловленного принципом Паули. Этот процесс не может произойти, если при захвате мюона одним из протонов образуется нейтрон в состоянии, уже занятом другим нейтроном. В общем можно запи-

сать ожидаемую вероятность захвата мюона в виде *

$$\omega_{\mu} = 270 \cdot Z_{\text{эф}}^4 \cdot C_{\text{Паули}} \cdot C_{\text{отдача}} \quad (6.16)$$

Для самых тяжелых ядер экспериментальное значение вероятности захвата, по порядку величины равное 10^7 сек^{-1} , примерно в двадцать раз превышает вероятность спонтанного распада.

Примаков [356] подробно исследовала этот вопрос. Приведем хорошо известную, полученную в замкнутом виде, формулу для усредненной по спиnam вероятности $\omega(Z, A)$ захвата мюона ядром с зарядом Z и массовым числом A :

$$\omega(Z, A) = Z_{\text{эф}}^4 \omega(1,1) \gamma \left[1 - \frac{(A-Z)\delta}{2A} \right]. \quad (6.17)$$

Входящее в это выражение $Z_{\text{эф}}^4$ можно вычислить на основании известных атомных свойств. Здесь $\omega(1,1)$ — усредненная по спиnam «протонная» вероятность захвата. Она выражается через константы связи процесса захвата:

$$\omega(1,1) \sim (g_V^2 + 3g_A^2), \quad \Gamma_A^2 = g_A^2 + \frac{1}{3} g_P^2 - 2g_P g_A. \quad (6.18)$$

Интересно отметить, что в выражение для вероятности захвата мюона входит эффективная псевдоскалярная константа связи g_P . Гольдбергер и Трейман [219] и Вольфенштейн [447] показали, что даже в том случае, когда лагранжиан содержит только A и V члены, присутствие сильных взаимодействий, подобных взаимодействиям в четырехступенчатом процессе $\mu^- + p \rightarrow \mu^- + \pi^+ + n \rightarrow \mu^- + p + \bar{n} + n \rightarrow \nu + n$, порождают дополнительные члены в S -матрице. Один из них подобен члену, обусловленному псевдоскалярным взаимодействием. Он очень мал для β -распада, но велик для мюонного захвата из-за большой величины выделяемой энергии (велика масса покоя мюона) и соответствующей ей величины отдачи остающегося ядра. Оценка показала, что этот индуцированный псевдоскалярный член должен быть в восемь раз больше порождающей его аксиально-векторной связи **.

* Вероятность распада обозначают также символом Λ .

** Вероятность μ -захвата с одновременным испусканием ν -излучения [357] довольно сильно зависит от отношения g_P/g_A . Последнее исследование этого процесса в ^{40}Ca [118] дает $g_P/g_A \sim 12$.

Параметр γ в уравнении (6.17) зависит от свойств ядра. Он учитывает уменьшение доступного для нейтрно фазового пространства, обусловленные связями нейтронов в сложных ядрах, а также снижение эффектов отдачи ядра. Влияние принципа Паули учтено последней скобкой, в которой появляется относительное нейтронное число $(A-Z)/2A$, умноженное на поправочный ядерный параметр δ .

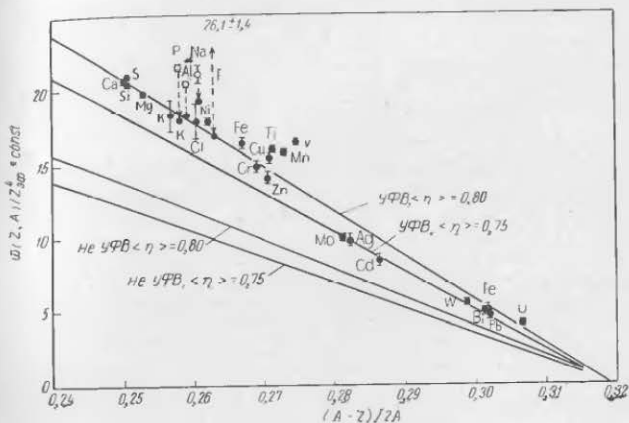


Рис. 6.8. Зависимость экспериментальных значений $\omega(Z, A)/Z_{\text{эф}}^4$ от $(A-Z)/2A$.

В действительности по оси ординат отложена величина $\delta^2 \omega(Z, A)/Z_{\text{эф}}^4$, причем значение $10^{-3} \text{ см}^3 \cdot \text{сек}^{-1}$ принято за единицу. Экспериментальные точки располагаются вблизи линии, для которой $\delta = 3,13$, $\gamma \omega(1,1) = 183 \text{ сек}^{-1}$, эта линия соответствует универсальному взаимодействию Ферми (УФВ) с $\langle \eta \rangle = 0,80$.

Мюонный захват в сложных ядрах (от Be до U) систематически исследован Телегди [422]. Когда измененная и нормированная с помощью $Z_{\text{эф}}^4$ вероятность захвата ω была графически представлена как функция $(A-Z)/2A$, получилась линейная зависимость (рис. 6.8). Таким образом, для величин δ и $\gamma \omega$ на основании экспериментальных данных были получены следующие значения: $\delta = 3,13$, а $\gamma \omega(1,1) = 183 \text{ сек}^{-1}$. Эти значения находятся в хорошем соответствии со значениями $\delta = 3$ и $\omega(1,1) = 169 \text{ сек}^{-1}$, которые были предсказаны теоретически [357] при использовании универсального фер-

миевского взаимодействия (УФВ). Следовательно, несмотря на запутанный характер данных о захвате сложными ядрами, все результаты совместимы с теорией универсального фермиевского взаимодействия.

Захват мюона водородом и ^3He . Чтобы избежать осложнений, обусловленных ядерной структурой, рассмотрим процесс захвата мюона протоном, имеющий фундаментальное значение. Вероятность этого процесса

$$\omega_{\mu^- + p} = \frac{G^2}{2\pi^3} \cdot \frac{m_e c^2}{\hbar} \pi \alpha^3 \left(\frac{m_\mu}{m_e} \right)^6 C_{\text{отдлчи}} (1 + 3\lambda^2). \quad (6.19)$$

В хорошем приближении поправочный множитель

$$C_{\text{отдлчи}} = \left(1 + \frac{m_\mu}{m_p} \right)^{-5} = 0,59,$$

т. е. в уравнении (6.19) мюонная масса должна быть заменена приведенной массой системы мюон—протон. Более точный расчет [356] дает для поправочного множителя значение 0,58, используя которое, найдем

$$\omega_{\mu^- + p} = 30 (1 + 3\lambda^2) \text{ сек}^{-1}. \quad (6.20)$$

Положив $\lambda = |g_A/g_V| = 1,2$, получим $\omega_{\mu^- + p} = 160 \text{ сек}^{-1}$.

При измерении вероятности захвата в водороде следует учитывать некоторые осложнения, обусловленные сверхтонкой структурой, а также процессами образования молекул. Рассмотрим эти эффекты.

Сверхтонкая структура. Мюонный атом $\mu^- p$ может существовать в синглетном или триплетном состояниях. Взаимодействие между магнитными моментами мюона и протона приводит к тому, что синглетное состояние располагается ниже триплетного. Расщепление составляет несколько десятых электронвольта; таким образом, при тепловом равновесии заметно заселено только синглетное состояние. (В атоме водорода существует аналогичное сверхтонкое расщепление, величина которого, однако, меньше 10^{-5} эв . Таким образом, в состоянии равновесия синглетное и триплетное состояния заселены соответственно их статистическим весом, а именно в отношении 1 : 3.)

Вероятность захвата мюона зависит от спина мюонного атома, который, предположим, находится в триплетном состоянии с $S_z = 1$, т. е. μ и p имеют спины, направленные вверх. Сохранение углового момента тре-

бует, чтобы образовавшиеся в результате захвата нейтрон и нейтрино также имели спины, направленные вверх; таким образом, спин не может изменить своего направления во время захвата. Этот случай уже был рассмотрен при обсуждении K -захвата [см. уравнение (5.12)]. Вследствие ротационной инвариантности вероятности захвата неориентированными ядрами, конечно, не зависит от S_z . Следовательно, для триплетного состояния $\omega_T = 30(1-\lambda)^2$. Тогда вероятность захвата в синглетном состоянии может быть легко найдена, так как усредненная по спинам вероятность захвата ω_{cp} [которая уже найдена и определена уравнением (6.20)] должна удовлетворять соотношению

$$\omega_{\text{cp}} = \frac{1}{4} \omega_c + \frac{3}{4} \omega_T. \quad (6.21)$$

Следовательно,

$$\omega_c = 30(1 + 3\lambda^2). \quad (6.22)$$

Для $\lambda = 1,2$ находим $\omega_c = 635 \text{ сек}^{-1}$, $\omega_T = 1,2 \text{ сек}^{-1}$. Итак, для взаимодействия типа $V-1,2A$ практически все захваты осуществляются в синглетном и очень малое число — в триплетном состоянии. Если бы, с другой стороны, β -взаимодействие относилось к типу $V+1,2A$, вероятность захвата почти не зависела бы от спина: $\omega_c = 200 \text{ сек}^{-1}$, $\omega_T = 145 \text{ сек}^{-1}$. (Предполагается, естественно, что ω_{cp} имеет одно и то же значение в этих двух случаях.)

Существует независимое подтверждение того, что взаимодействие относится к типу $V-A$. Оно основано на данных мюонного захвата ядром ^{19}F [291]. У мюонного атома обнаружена сверхтонкая структура и установлено, что захват в синглетном состоянии значительно более вероятен, чем в триплетном.

Молекулярное образование. Дополнительные осложнения возникают при рассмотрении захвата мюона водородом из-за того, что мюонный атом μp стремится объединиться с другим протоном, образуя мю-молекулу $\mu p p$. Захват мюона с образованием такой «молекулы» более вероятен, чем образование мюонного атома. В состоянии равновесия полный спин $p p$ должен быть равен $1/2$ (так как такое состояние лежит ниже состояния со спином $3/2$). Однако спин распределяется между тремя частицами, поэтому μp будет существовать некоторое время в триплетном со-

стоянии. Это приводит к тому, что, хотя мюон может быть захвачен любым протоном (это могло бы удвоить вероятность захвата по сравнению с атомом), мюонная волновая функция вблизи каждого протона в молекуле $p\bar{p}p$ меньше, чем в мюонном атоме $p\bar{p}$. Детальный расчет показал [436], что эти две поправки практически компенсируют друг друга, в результате чего

$$\omega(p\bar{p}p)_{\text{ср}} \approx \omega(\mu p)_{\text{ср}}. \quad (6.23)$$

где усреднение произведено по спинам*. Итак, для молекулы с $S=3/2$ атом должен находиться в состоянии с $S=1$, которому соответствует очень малый захват (для $V-A$ -взаимодействия). Таким образом, на основании соотношения

$$\omega(p\bar{p}p)_{\text{ср}} = \frac{1}{3} \omega(p\bar{p}p)_{1/2} + \frac{2}{3} \omega(p\bar{p}p)_{3/2} \quad (6.24)$$

находим

$$\omega(p\bar{p}p)_{1/2} = 3\omega(\mu p)_0 = 480 \text{ сек}^{-1}. \quad (6.25)$$

Более точный подсчет, принимающий во внимание появление во взаимодействии индуцированных псевдоскалярных членов с $g_p/g_A \sim 7$, даст в случае $V-1,2 A$ -варианта для вероятности захвата значение $(495 \pm 22) \text{ сек}^{-1}$ [232]. С другой стороны, для $V+1,2 A$ -взаимодействия захват почти не зависит от спина, как и в атомах. В этом случае $\omega \sim 190 \text{ сек}^{-1}$.

Этот фундаментальный процесс одним из первых наблюдал в пузырьковой камере Хильдебрандт [237]. Захват мюона протоном был установлен по появлению протонов отдачи, порождаемых нейтронами. Электроны распада не наблюдались. Вычисления показали, что энергия нейтрона E_n должна быть равна $5,22 \text{ Мэв}$. Такое значение действительно было получено на основании пробегов протонов и углов рассеяния (рис. 6.9). Аналогичные исследования были выполнены в ЦЕРН [104] и, с использованием счетчиков, в Колумбийском университете [70].

В последнее время были получены такие значения для вероятности захвата: $\omega = (450 \pm 50) \text{ сек}^{-1}$ (Рубиа. Доклад на Международной конференции по слабым взаимодействиям в Брукхейвене); $\omega = (410 \pm 85) \text{ сек}^{-1}$

* Более ранние расчеты [378] давали для $p\bar{p}p$ вероятность захвата на 20% большую.

[237]; $\omega = (464 \pm 62) \text{ сек}^{-1}$ [378]. Эти значения очень хорошо совпадают с теоретически предсказанным значением для $V-A$ -взаимодействия.

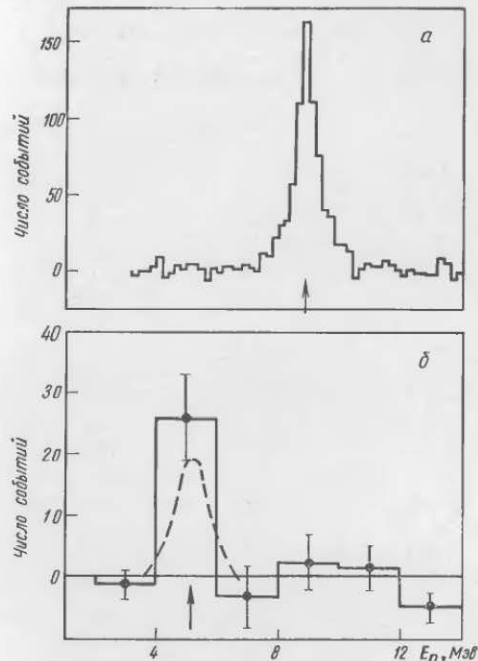


Рис. 6.9. Нейтронные спектры, полученные при π^- -захвате (а): $\pi^- + p \rightarrow n + \nu$ и μ^- -захвате (б): $\mu^- + p \rightarrow n + \nu$.

Стрелки показывают предсказанные энергии нейтронов для двух реакций (5,88 Мэв и 5,22 Мэв). Штриховая кривая дает вычисленный для μ^- -захвата максимум [237].

Захват мюона ${}^3\text{He}$. Захват мюона ${}^3\text{He}(\mu^- + {}^3\text{He} \rightarrow {}^3\text{H} + \nu)$ был обнаружен Фаломкином и др. [170], а также Ауэрбахом и др. [26] и Клеем и др. [112]. На основании экспериментальных данных первой группы было получено $\omega = (1410 \pm 140) \text{ сек}^{-1}$. Группы Ауэрбаха и

Клея получили соответственно $\omega = (1505 \pm 46) \text{ сек}^{-1}$ и $(1465 \pm 67) \text{ сек}^{-1}$. Эти значения находятся в хорошем соответствии с последним значением $(1510 \pm 10) \text{ сек}^{-1}$, полученным на основании УФВ в предположении, что $g_P/g_A = 7$.

Кроме того, μ -захват ${}^3\text{He}$ может привести к другим конечным состояниям: $n+d+v$ и $n+n+p+v$. Измеренная полная вероятность захвата оказалась равной $(2140 \pm 180) \text{ сек}^{-1}$ [467], что очень хорошо совпадает с теоретической оценкой 2130 сек^{-1} , произведенной Янгом.

Как видим, совпадение теоретических предсказаний, основанных на УФВ, с данными экспериментов представляется удовлетворительным как для водорода, так и для ${}^3\text{He}$.

Парциальный захват мюона ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$. Из-за большого выделения энергии в результате μ -захвата чаще всего возникает возбужденное ядро, заканчивающееся распадом. В эти условия слабое взаимодействие, играющее основную роль, маскируется многочастичными эффектами. Однако в ряде случаев такие переходы могут приводить к возникновению связанного состояния.

Парциальная вероятность мюонного захвата играет ведущую роль в образовании конечного ядра. Поэтому рассмотрение мюонного захвата представляет основной интерес. Один из

таких случаев, а именно μ -захват ${}^{12}\text{C}$, приводящий к образованию ${}^{12}\text{B}$ в основном состоянии (рис. 6.10), был тщательно изучен. Это переход $0^+ \rightarrow 1^+$, следовательно, в случае простого «разрешенного» перехода должен наблюдаться чисто гамов-теллеровский переход. вновь, из-за большого выделения энергии, даже «запрещенные» матричные элементы начинают играть существенную роль в «разрешенных» переходах.

Волновые функции ${}^{12}\text{B}$ и ${}^{12}\text{C}$ можно найти при использовании некоторых моделей. Однако в вероятность

захвата должны быть внесены поправки, зависящие от типа использованных моделей. Самые последние данные о вероятности μ -захвата ${}^{12}\text{C}$ характеризуются следующими значениями:

$$\omega_{\text{эксп}} = \left(6750 \pm \frac{300}{750} \right) \text{ сек}^{-1} [312],$$

$$\omega_{\text{теор}} = (6600 \pm 1000) \text{ сек}^{-1} [254].$$

Второй важный случай — захват мюона ядром ${}^{16}\text{O}$ [25, 119]*. Большинство захватов приводит к образованию ${}^{16}\text{N}$ в основном состоянии. Согласно Коэну и др., парциальная вероятность такого захвата равна $(6300 \pm 700) \text{ сек}^{-1}$. Однако наблюдается также захват, приводящий к образованию ${}^{16}\text{N}$ в состояниях с малыми энергиями (0^- с энергией 120 кэВ и 1^- с энергией 392 кэВ). Вероятности этих переходов соответственно равны (1100 ± 200) и $(1700 \pm 100) \text{ сек}^{-1}$. В пределах точности измерений и неопределенности теоретического истолкования (например, при оценке волновой функции) эти значения не противоречат предположению о применимости УФВ и индуцированного псевдоскалярного взаимодействия с $g_P/g_A \sim 5-10$. С другой стороны, пока еще не известны тонкие особенности слабых взаимодействий; неизвестно, например, одинаковы ли константы связи для сложных ядер и свободных нуклонов.

В заключение следует отметить, что выводы УФВ хорошо соответствуют данным о захвате мюона для всех изученных случаев (H , ${}^3\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$).

6.3. РАСПАД π -МЕЗОНА

Значительный интерес представляет распад заряженного π -мезона, обусловленный слабым взаимодействием. Свободные π^+ - и π^- -мезоны имеют продолжительность жизни $2,5 \cdot 10^{-8} \text{ сек}$; они почти всегда распадаются на мюон и нейтральную частицу — по-видимому, нейтрино. Так как испущенный μ -мезон всегда имеет одну и ту же энергию $(4,17 \pm 0,006) \text{ МэВ}$, можно сделать вывод, что π -мезон распадается только на две ча-

* Л. Д. Блохинцев и И. С. Шапиро первыми обратили внимание на значение этой реакции, кроме того, они вычислили ее вероятность (см. Блохинцев Л. Д., Шапиро И. С. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 39, 1113 (1960). — Прим. перев.

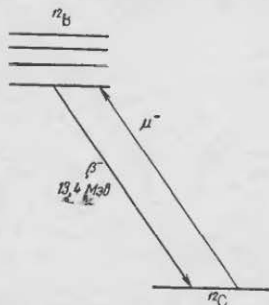
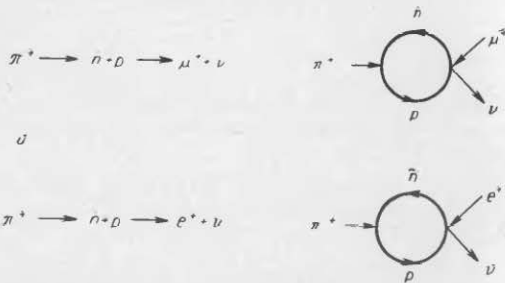


Рис. 6.10. Парциальный захват мюона ${}^{12}\text{C}$.

стицы. Конечно, нейтрино должно двигаться в направлении, противоположном движению мюона.

Второй, не часто встречающийся процесс — распад π -мезона на электрон и нейтрино. Еще в первой половине 1958 г. распад $\pi \rightarrow e$ не был обнаружен экспериментально, причем было широко распространено мнение, что такой распад вообще невозможен. Однако в сентябре 1958 г. распад $\pi \rightarrow e$ был обнаружен, хотя отношение вероятности $\pi \rightarrow e$ -распада к вероятности распада $\pi \rightarrow \mu$ составляет всего лишь $1,2 \cdot 10^{-4}$. С физической точки зрения распады $\pi \rightarrow \mu$ и $\pi \rightarrow e$ отличаются только тем, что e и μ имеют различные массы покоя; нам неизвестно достоверно установленное другое различие между e и μ . Вероятность распада π -мезона на μ -мезон или электрон очень трудно подсчитать, но отношение вероятностей этих ветвей распада подсчитать довольно легко. Каждый из этих процессов можно представить в следующем виде:



Справа изображены соответствующие фейнмановские диаграммы. Иначе говоря, на короткое время π -мезон превращается в пару нуклон — антинуклон (N, \bar{N}), которая подвергается преобразованию, аналогичному обычному β -распаду. Итак, поскольку первый этап этого процесса зависит от πN -взаимодействия, детали которого точно неизвестны (природа промежуточного нуклонного и антинуклонного состояний также не совсем понятна), довольно трудно подсчитать продолжительность жизни. Однако первый этап процесса одинаков для распадов $\pi \rightarrow \mu$ и $\pi \rightarrow e$. Это облегчает расчеты отношения вероятностей ветвей распада. Оно зависит

только от второго этапа процесса, который лучше изучен.

Подсчитаем отношение этих вероятностей и сравним его с экспериментальным значением. Прежде всего вероятность перехода пропорциональна объему фазового пространства, доступному для частиц. Для рассматриваемого здесь распада на две частицы вероятность перехода пропорциональна $p_\mu^2 dp_\nu / dE$, где E — полная энергия, равная $m_\pi c^2$. В таком случае

$$m_\pi c^2 = p_\mu c + [(m_\mu c^2)^2 + (p_\mu c)^2]^{1/2}, \quad p_\nu c = p_\mu c = E_\nu.$$

Тогда

$$\frac{p_\mu}{c} = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2m_\pi}, \quad (6.26)$$

$$E_\mu = m_\pi c^2 - E_\nu = \frac{m_\pi^2 + m_\mu^2}{2m_\pi} c^2, \quad (6.27)$$

$$\frac{dE}{dp_\mu} = \frac{2m_\pi c}{m_\pi^2 + m_\mu^2}. \quad (6.28)$$

Кроме того,

$$\frac{v_\mu}{c} = \frac{cp_\mu}{E_\nu} = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{m_\pi^2 + m_\mu^2}.$$

Таким образом, оказывается, что объем фазового пространства содержит множитель

$$\frac{(m_\pi^2 - m_\mu^2)(m_\pi^2 + m_\mu^2)}{m_\pi^4}. \quad (6.29)$$

Если вероятность перехода определялась бы только объемом фазового пространства конечной частицы, то распад $\pi \rightarrow e$ встречался бы чаще, чем $\pi \rightarrow \mu$, из-за большей энергии, приобретаемой электроном. В этом случае отношение вероятностей было бы равно

$$\frac{(m_\pi^2 - m_e^2)(m_\pi^2 + m_e^2)}{(m_\pi^2 - m_\mu^2)(m_\pi^2 + m_\mu^2)} = 3,5, \quad (6.30)$$

где $m_\pi = 273m_e$; $m_\mu = 207m_e$.

Тот факт, что распад $\pi \rightarrow \mu$ во много раз более вероятен, говорит о зависимости вероятности перехода

от природы самого взаимодействия; иначе говоря, матричный элемент для распада $\pi \rightarrow e$ меньше, чем для $\pi \rightarrow \mu$. Эффект такого рода непосредственно следует из двухкомпонентной теории. Известно, что угловой момент π -мезона равен нулю. Поэтому в связанной с ним системе координат обе испущенные частицы движутся в противоположных направлениях и уносятся противоположно направленные угловые моменты. Следовательно, они должны иметь одинаковую спиральность. Если предположить, что число лептонов сохраняется, должны испускаться частица и античастица; поэтому, если μ^+ и e^+ — античастицы, их испускание должно сопровождаться вылетом обычных нейтрино, а не антинейтрино. Рассмотрим теперь распад $\pi \rightarrow e$, пренебрегая массой покоя электрона. Согласно $V-A$ -теории нейтрино — левовинтовая, а e^+ — правовинтовая частица. Это, однако, противоречит только что рассмотренной кинематике процесса. Поэтому мы должны прийти к следующему выводу: если масса покоя электрона равна нулю и, кроме того, справедливы $V-A$ -теория и закон сохранения лептонов, то распад $\pi \rightarrow e$ вообще не должен происходить.

В действительности этот процесс происходит из-за того, что масса покоя электрона конечна. Нейтрино действительно всегда является левовинтовой частицей, но позитрону не всегда соответствует правый винт, а фактически существует небольшая вероятность [определяемая множителем $(1 - v_e/c)/2$] того, что он окажется левовинтовой частицей. Поскольку распад $\pi^+ \rightarrow e^+$ может произойти только при левовинтовом позитроне, вероятность такого процесса сильно занижена этим ограничением. Аналогичный подход применим и по отношению к распаду $\pi \rightarrow \mu$. Однако из-за большей массы покоя μ -мезона в этом случае более вероятно, что мюон окажется левовинтовым. Поэтому отношение вероятностей должно содержать множитель

$$\frac{\frac{1}{2}(1 - v_e/c)}{\frac{1}{2}(1 - v_\mu/c)} = \frac{m_\pi^2}{m_\pi^2 + m_e^2} \cdot \frac{m_\pi^2 + m_\mu^2}{m_\mu^2}. \quad (6.31)$$

В итоге получим

$$\frac{w_{\pi \rightarrow e}}{w_{\pi \rightarrow \mu}} = \frac{m_e^2}{m_\mu^2} \left(\frac{m_\pi^2 - m_e^2}{m_\pi^2 - m_\mu^2} \right)^2 \sim 1,23 \cdot 10^{-4}. \quad (6.32)$$

Это отношение по порядку величины в точности совпадает с константой сильной πN -связи [379]. По сравнению с распадом $\pi \rightarrow \mu$ распад $\pi \rightarrow e$ действительно очень редкое явление. Распад $\pi \rightarrow e$ долго искали, но обнаружить его не удавалось. Эксперименты указывали на то, что отношение вероятностей должно быть намного меньше 10^{-5} . В то время, когда в качестве наиболее вероятного типа β -взаимодействия рассматривали $S-T$ -вариант, отсутствие распада $\pi \rightarrow e$ не очень интересовало физиков*, потому что только два из пяти типов взаимодействия, а именно A и P , связаны с псевдоскалярным пионным полем и 4-вектором, характеризующим промежуточное состояние некоего характера. Поэтому только они могут вызвать распад псевдоскалярного пиона; три других типа (S , V , T) не разрешают такой распад. Если A - и P -взаимодействия не участвуют в β -распаде, то распад $\pi \rightarrow e$, естественно, запрещен. Если бы распад $\pi \rightarrow e$ был открыт, когда были предприняты первые попытки его обнаружить, и он наблюдался бы в правильной пропорции по отношению к распаду $\pi \rightarrow \mu$, допустимость ST -комбинации в ядерном β -распаде была бы в самом начале поставлена под вопрос.

Действительно, в 1949 г. Рудерман и Финкельштейн [379] указали, что если распад $\pi \rightarrow e$ не наблюдается из-за того, что эта ветвь в 10^4 раз менее вероятна по сравнению с другой ветвью распада, то из гипотезы УФВ следует, что β -взаимодействие, по

* Однако многие теоретики считали, что если в β -взаимодействии входят S - и T -члены, то очень вероятно, что оно относится к типу $S-T+P$ (см. разд. 7.1), который должен был приводить к преобладанию распадов $\pi \rightarrow e$. Отношение вероятностей этих двух типов распада с учетом псевдоскалярного взаимодействия

$$R_P = \frac{w_{\pi \rightarrow e}}{w_{\pi \rightarrow \mu}} = \frac{m_\pi^2 - m_e^2}{m_\pi^2 - m_\mu^2} = 5,4.$$

Оно в точности равно отношению плотностей энергий в фазовом пространстве. (На основании экспериментально установленного отношения R для двух типов пионного распада Трейман и Вилд пришли, что

$$|R_P| < \frac{m_e}{m_\mu} |g_A| \approx 5 \cdot 10^{-4} |g_A|.$$

Псевдоскалярной связью действительно можно пренебречь.)

крайней мере частично, аксиально-векторное (а пион — псевдоскалярная частица).

На отрицательные результаты экспериментов по обнаружению распада обратили серьезное внимание после того, как экспериментально было получено существенное подтверждение универсального $V-A$ -взаимодействия во всех видах β -распада. С тех пор в нескольких лабораториях было с удовлетворительной точностью определено отношение вероятностей распадов $\pi \rightarrow e$ и $\pi \rightarrow \mu$. Наиболее точное определение, выполненное Андерсоном и др. [21] (рис. 6.11), дало значение $(1,21 \pm \pm 0,07) \cdot 10^{-4}$. Самое последнее определение дает для этого отношения значение $(1,247 \pm 0,028) \cdot 10^{-4}$. (Интересно, что распад пиона представляет также один из лучших методов сравнения интенсивностей процессов β -распада и μ -захвата.) Распад $\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e$ рассмотрен в разд. 7.3.

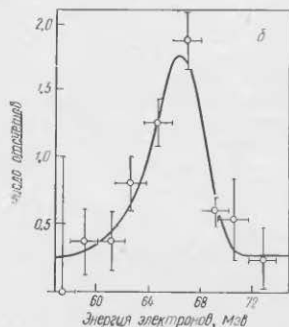
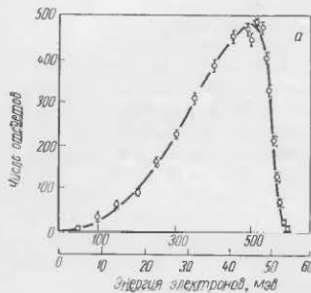


Рис. 6.11. Энергетические спектры электронов, выпускаемых при распадах $\mu \rightarrow e$ (а) и $\pi \rightarrow e$ (б) в опытах Андерсона и др. [21].

Теперь кратко рассмотрим некоторые типы распадов странных частиц K -мезонов и гиперонов. При этом не будем стремиться к полноте описания, а обратим внимание только на те частные типы распадов, которые имеют прямое отношение к проблемам ядерного β -распада. Превосходные обзоры этой темы см. в [130, 418].

Представляет интерес распад K^+ -мезона. Фактически изучение распада K -мезона дало первые определенные указания на то, что не все верно в постулируемом сохранении четности, поскольку существуют различные типы распада K^+ -мезона, например,



и



Подробный анализ свойств продуктов распада в этих двух случаях приводит к заключению, что двухпионная система находится в четном состоянии, тогда как трехпионная система, возникающая в K -распаде, — в нечетном. Как можно выйти из этого затруднения? Одна из возможностей заключается, конечно, в том, что частицы, приводящие к этим двум типам распада, могут быть различными. Однако было найдено, что массы этих исходных частиц (так называемых θ - и τ -мезонов) равны (с точностью до одной электронной массы) и, в пределах экспериментальных погрешностей, время их жизни одинаково. Таким образом, довольно трудно утверждать, что они являются двумя различными частицами, хотя эта возможность в некоем случае не может быть исключена*.

Другой выход из затруднения основан на несохранении четности в слабых взаимодействиях. Примером такого несохранения являются оба распада, в результате чего нельзя даже сказать, имеет ли какую-то определенную четность K -мезон. Действительно, продукты распада в одних случаях могут находиться в четном состоянии, а в других — в нечетном. Конечно, в то время это была только догадка, но она оказалась пра-

* Фактически мы теперь знаем, что существуют два нейтральных K -мезона: K_1^0 и K_2^0 . Первый распадается в основном на два пиона и обладает продолжительностью жизни примерно 10^{-10} сек. Если CP -инвариантность выполняется строго, K_1^0 -мезон не может распадаться таким способом. Однако K_2^0 может распадаться на 3π или $\pi^+ + e^+ + \nu$, его продолжительность жизни порядка 10^{-7} сек. Оказалось [1, 110], однако, что K_2^0 может распадаться и на 2π (составляя 0,3% числа распадов K_1^0). Это означает, что слегка нарушается CP -инвариантность.

Более подробно см. предисловие к переводу.

вильной, как показали эксперименты по изучению поведения четности в слабых взаимодействиях. Был обнаружен иной тип распада

$$K \rightarrow \mu + \nu_{\mu}, \quad (6.35)$$

аналогичный распаду π . Однако вторая возможность

$$K \rightarrow e + \nu_e \quad (6.36)$$

не наблюдалась*. Редкость распада (6.36) фактически можно предвидеть на основании $V-A$ -теории, исходя из представлений, которые были использованы при объяснении малой вероятности распада $\pi \rightarrow e$. Сле-

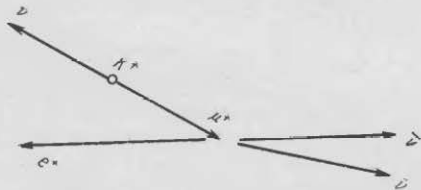


Рис. 6.12. Угловое распределение в $K \rightarrow \mu \rightarrow e$ -распаде.

дует ожидать, что отношение вероятностей K -распадов (6.35) и (6.36) должно быть меньше, чем для таких же π -распадов (K имеет большую массу, и поэтому скорость электрона ближе к c), точнее, оно равно $1 : 40\,000$. Экспериментально установлено, что оно не больше этой величины [91].

Была установлена дальнейшая аналогия между распадами $K \rightarrow \mu$ и $\pi \rightarrow \mu$. Если сохранение лептонов выполняется, мы должны были бы ожидать, что в обоих распадах испускается одно и то же нейтрино и в обоих случаях мюон распадается по схеме $\mu \rightarrow e + \nu_{\mu} + \bar{\nu}_e$. Это должно приводить к одинаковому распределению электронов, направленному назад относительно движения мюона (рис. 6.12). Предсказанная в распаде $K \rightarrow \mu \rightarrow e$ асимметрия была обнаружена [116]. Это подтвердило представление о сохранении лептонов, хотя, конечно,

* Этот распад обнаружен. Его вероятность $\sim 10^{-5}$ полной вероятности. — *Прим. перво.*

не доказало его. Интересно также сравнить вероятности распадов (6.35) и $\pi \rightarrow \mu + \nu_{\mu}$. Если интенсивность взаимодействия для этих распадов одинакова, то вероятность распада (6.35) должна быть значительно больше благодаря большей энергии, уносимой мюоном.

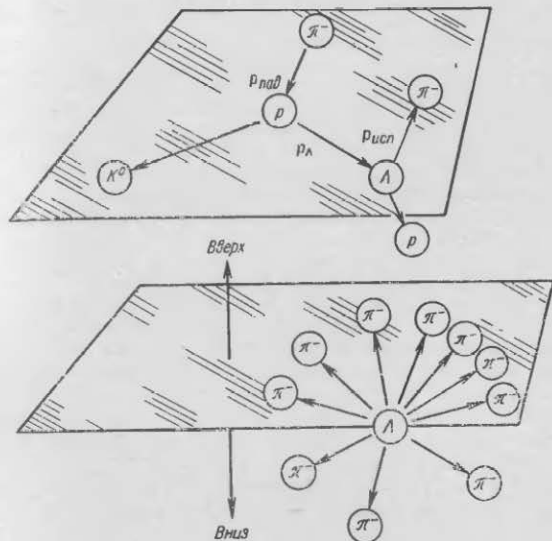


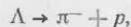
Рис. 6.13. Асимметрия распада Λ относительно направлений вверх—вниз.

Используя те же аргументы, которые были приведены при рассмотрении распадов $\pi \rightarrow \mu$ и $\pi \rightarrow e$ (см. разд. 6.3), можно показать что при одинаковом взаимодействии

$$\frac{w_{K \rightarrow \mu}}{w_{\pi \rightarrow \mu}} = \left(\frac{m_{\pi}}{m_K} \right)^3 \left(\frac{m_K^2 - m_{\mu}^2}{m_{\pi}^2 - m_{\mu}^2} \right)^2 = 18. \quad (6.37)$$

В действительности, однако, экспериментально полученное отношение вероятностей только незначительно превышает единицу ($\sim 1,2$). Очевидно, интенсивность взаимодействия, обуславливающего K -распад, примерно в четыре раза меньше, чем для π -распада.

Теперь рассмотрим некоторые типы распада Λ . Один из них:



считают обусловленным слабым взаимодействием главным образом потому, что продолжительность жизни Λ равна примерно 10^{-10} сек; она была бы значительно меньше, если бы была обусловлена ядерными или мезонными эффектами. Это, однако, особый тип распада, непохожий на большинство рассмотренных ранее (за исключением распадов типа $K \rightarrow 2\pi$ или 3π); в нем не участвует нейтрино. Поэтому интересно выяснить, обладает ли это слабое взаимодействие свойствами, которые приводят к несохранению четности. Несохранение четности, действительно, было обнаружено в Λ -распаде.

Λ -гипероны возникают в реакции $\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0$, затем распадаются по схеме: $\Lambda \rightarrow \pi^- + p$. Направления падающего π^- и испущенного Λ -гиперона определяют плоскость. Было обнаружено, что π^- -мезоны, испущенные при распаде Λ , имеют явно асимметричное распределение по отношению к этой плоскости (рис. 6.13). Иначе говоря, среднее значение псевдоскаляра $\langle P_{\text{исп}} \cdot P_{\text{пад}} \times P_{\Lambda} \rangle$ не равно нулю. Таким образом, четность не может сохраняться в Λ -распаде.

Наконец, Λ может испытывать такой распад $\Lambda \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$, который аналогичен распаду нейтрона, поэтому, исходя из тождественности взаимодействия в этих двух случаях, можно предсказать, что вероятность распада должна составлять 1,4% полной вероятности распада Λ . Лептонный распад Λ действительно был обнаружен. Однако было установлено, что доля лептонных распадов составляет только $(0,1 \pm 0,01)\%$, т. е. 5% ожидаемой величины [163, 446]. Для Σ^- также можно было ожидать, что лептонный распад, а именно: $\Sigma^- \rightarrow n + e^- + \bar{\nu}$, должен составлять 6%, но полученное экспериментально отношение вероятностей дает $(0,14 \pm 0,02)\%$. (Конечно, основным типом распада является образование системы $\pi^- + n$.) Создается впечатление, что эффективные константы связи для распадов такого

типа по величине на целый порядок меньше, чем для ядерного распада. Аналогичное уменьшение вероятности было найдено для распадов типа $\Lambda \rightarrow p + \mu^- + \bar{\nu}$, и $\Sigma^- \rightarrow n + \mu^- + \bar{\nu}$. Мюонный тип распада менее вероятен, чем электронный, потому что частицам соответствует меньший объем фазового пространства; таких событий было обнаружено меньше.

Недавно был обнаружен и распад типа $\Sigma^- \rightarrow \Lambda + e^- + \bar{\nu}$, который был установлен в 8 из 120 000 распадов. В этом случае энергия распада значительно меньше, чем для других типов распада, поэтому в соответствии с предсказаниями теории УФВ мы должны были бы обнаружить около 12 таких событий.

Почему вероятность последнего типа распада в пределах точности измерений совпадает с предсказаниями теории УФВ, а остальные распады сильно замедлены? Создается впечатление, что ответ связан со странностью гиперонов, участвующих в распаде; n и p имеют $S=0$, а для Λ и Σ $S=-1$. В обычном β -распаде и распаде $\Sigma \rightarrow \Lambda$ странность не меняется, т. е. $\Delta S=0$, тогда как для других распадов, например для $\Lambda \rightarrow p$, $\Delta S=+1$. Очевидно, скорость распада для переходов с $\Delta S=+1$ замедлена в 10—50 раз (после поправки, учитывающей зависимость от энергии) по сравнению со скоростью распада в переходах, для которых $\Delta S=0$.

Существует другая группа лептонных распадов, скорость которых еще более замедлена. Это распады $\Sigma^+ \rightarrow n + (e^+ \text{ или } \mu^+) + \nu$. Было обнаружено только одно такое событие [36]. Особенность, отличающая эти распады от рассмотренных ранее, заключается в том, что изменение заряда бариона равно -1 , а не $+1$. Итак, в случае распада Λ и Σ^- выполняется условие $\Delta S=1 = \Delta Q$, а в распаде Σ^+ имеем $\Delta S=1 = -\Delta Q$. Мы получаем доказательство, что существует дополнительное правило отбора. Создается впечатление, что правило $\Delta S = \Delta Q$ выполняется также (по крайней мере приближенно) и для других распадов, таких, как распад K . (Более подробное обсуждение распадов странных частиц см. в дискуссии по поводу гипотезы Кабиббо в разд. 7.3.)

ПОСЛЕДНИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Близость величин констант связи β -распада, μ -захвата и μ -распада побудила ряд авторов [255, 278, 359, 423] ввести представление об универсальном фермиевском взаимодействии. Эта точка зрения затем была изложена в лекциях Ферми [175]. Однако любая универсальность подразумевает не только равенство констант связи, но и аналогичную структуру взаимодействия. Долгое время это не было убедительно доказано. Затем в 1957 г. было открыто несохранение четности в β -, а также в μ -распадах. Последовал период огромной активности, колоссальное количество фактов указывало, что четырехфермионное взаимодействие, обуславливающее β - и μ -распады, является $V-A$ -взаимодействием [140, 265, 394, 455]. Последние исследования не оставили никаких сомнений в том, что это относится и к μ -захвату [448]. Кроме того, в результате изучения $0^+ \rightarrow 0^+$ -перехода в ^{14}O было установлено, что константа g_V векторной связи для β -распада очень близка по величине (с точностью до 1 или 2%) к константе Ферми g_μ μ -распада.

Такое совпадение констант было неожиданно; чтобы объяснить его, Фейнман и Гелл-Манн [181], а еще раньше Герштейн и Зельдович [210] предложили теорию сохраняющегося векторного тока (СВТ), используя аналогию с электромагнитной теорией, в которой константа связи e с электромагнитным полем одинакова для всех взаимодействующих частиц. Эта универсальность электрического заряда является следствием сохранения электромагнитного тока. Если вектор слабого взаимодействия также сохраняется, константа векторной связи должна представлять собой универсальную константу. Был предложен и выполнен ряд

экспериментов для проверки гипотезы СВТ, имеющей фундаментальное значение. Результаты всех экспериментов пока находятся в полном соответствии с теорией СВТ.

7.1. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ УФВ ($V-A$)

Если бы взаимодействие относилось к типу $V-A^*$, было бы интересно исследовать некоторые теоретические предпосылки, приводящие к такой линейной комбинации. В действительности, существуют три независимых подхода при объяснении возникновения $V-A$ -взаимодействия. Каждый из них основан на представлении четырехкомпонентного спинора ψ через двухкомпонентные спиноры ψ_+ и ψ_- . Для обоснования того, что во взаимодействии может принимать участие только один из двухкомпонентных спиноров, были высказаны различные гипотезы: а) γ_5 -инвариантность — предположение было высказано Судершаном и Маршаком [305]; б) двухкомпонентное представление дираковских спиноров — идея Фейнмана и Гелл-Манна [181]; в) инвариантность относительно изменения знака массы — Сакураи [385].

γ_5 -Инвариантность (киральность). Слово *киральность* происходит от греческого слова «кир» (рука); оно может быть использовано для обозначения право- и левовинтового характера частицы.

Преобразование $\psi \rightarrow \gamma_5 \psi$ известно под названием γ_5 -преобразования. Для частиц с заданным импульсом уравнение Дирака имеет четыре решения, образующих четырехкомпонентный спинор. Для частиц с нулевой массой покоя, например, для нейтрино, два из этих четырех решений имеют положительную киральность: $\gamma_5 \psi = \psi$, а два других — отрицательную: $\gamma_5 \psi = -\psi$.

Сначала рассмотрим случай с $m \neq 0$. Тогда обычный дираковский спинор, конечно, не является собственной функцией оператора γ_5 . Однако его можно разложить на слагаемые, которые представляют такие собственные функции. Пусть

$$\psi = \psi_+ + \psi_-, \quad (7.1)$$

* В β -распаде это выполняется не точно, так как аксиально-векторное взаимодействие, вероятно, вследствие влияния мезонных эффектов представлено комбинацией $V-1,2 A$.

где $\psi_{\pm} = \frac{1}{2}(1 \pm \gamma_5)\psi$. Используя двухкомпонентные спиноры I, φ, ξ , можно записать

$$\gamma_5 = \begin{pmatrix} 0 & -I \\ -I & 0 \end{pmatrix},$$

$$\psi = \begin{pmatrix} \varphi \\ \xi \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \varphi - \xi \\ -(\varphi + \xi) \end{pmatrix} + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \varphi + \xi \\ \varphi - \xi \end{pmatrix}. \quad (7.2)$$

Таким образом, $\psi_+ = \begin{pmatrix} \varphi_+ \\ -\varphi_- \end{pmatrix}$ и $\psi_- = \begin{pmatrix} \varphi_+ \\ \varphi_- \end{pmatrix}$, где $\varphi_{\pm} = \frac{1}{2}(\varphi \pm \xi)$. Это можно сформулировать следующим образом: положительный оператор киральности дает двухкомпонентный спинор φ_+ , а отрицательный — двухкомпонентный спинор φ_- .

Судершан и Маршак [305] высказали смелое предположение, что *четырёхфермионное взаимодействие в целом должно быть инвариантно относительно γ_5 -преобразования при любом ψ , т. е. $\psi_i \rightarrow \gamma_5 \psi_i$. Интересно, что из γ_5 -инвариантности следует вывод о существовании взаимодействия только типа VA.*

Рассмотрим четырёхфермионное взаимодействие:

$(1/\sqrt{2})g(\bar{\psi}_2 \hat{O} \psi_1)(\bar{\psi}_4 \hat{O} \psi_3)$. Множитель $1/\sqrt{2}$ введён для удобства, чтобы при вычислении скалярных величин теория с сохраняющейся чётностью и теория с несохраняющейся чётностью (при $g'_i = g_i$) давали одинаковые результаты. Произведём преобразование $\psi_i \rightarrow \gamma_5 \psi_i$ и обратим внимание на то, что

$$\bar{\psi}_j = \psi_j^\dagger \gamma_4 \rightarrow \bar{\psi}_j^\dagger \gamma_5 \gamma_4 = -\psi_j^\dagger \gamma_4 \gamma_5 = -\bar{\psi}_j \gamma_5.$$

Из γ_5 -инвариантности следует

$$\bar{\psi}_j \hat{O} \psi_i = \bar{\psi}_j \hat{O} \gamma_5 \psi_i = -\bar{\psi}_j \gamma_5 \hat{O} \gamma_5 \psi_i, \quad (7.3)$$

где \hat{O} — один из операторов, причём $\hat{O} \gamma_5 = \hat{O}$ и $-\gamma_5 \hat{O} = \hat{O}$ или $[\hat{O}, \gamma_5]_{\pm} = 0$. Иначе говоря, \hat{O} и γ_5 антикоммутируют.

Из операторов, которые соответствуют взаимодействиям с различными трансформационными свойствами (S, V, T, A, P), только V и A , содержащие нечётное число γ_μ ($\mu = 1, 2, 3, 4$), антикоммутируют с γ_5 , а S, T

и P коммутируют с γ_5 . Поэтому оператор \hat{O} должен быть представлен линейной комбинацией V и A : $\hat{O} = a\gamma_\mu + b\gamma_\mu \gamma_5$. Затем из условия $\hat{O} \gamma_5 = \hat{O}$, где $\hat{O} = a\gamma_\mu + b\gamma_\mu \gamma_5 = a\gamma_\mu + b\gamma_\mu \gamma_5$, поэтому $a = b$ или $\hat{O} = a\gamma_\mu (1 + \gamma_5)$. Таким образом, взаимодействие приобретает вид

$$\frac{1}{\sqrt{2}}g[\bar{\psi}_2 \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi_1][\bar{\psi}_4 \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi_3]. \quad (7.4)$$

Конечно, можно было бы вместо $(1 + \gamma_5)\psi$ сохранить $(1 - \gamma_5)\psi$; и в этом случае мы имели бы вариант VA-взаимодействия, но с $g'_i = -g_i$. С теоретической точки зрения обе эти возможности одинаково хороши. Последнее слово принадлежит эксперименту.

Двухкомпонентное представление дираковских спиноров. Мы рассмотрели случай с $m \neq 0$; поэтому ψ_+ и ψ_- нельзя разделить в уравнении Дирака. Было бы что-то мистическое в записи, содержащей для каждой частицы только ψ_+ и не содержащей ψ_- . Большой вклад в выяснение ситуации был сделан Фейнманом и Гелл-Манном [181], показавшими, что уравнение Дирака может быть преобразовано с помощью двухкомпонентной волновой функции, несмотря на то что двухкомпонентная волновая функция должна удовлетворять уравнению Клейна—Гордона, т. е. уравнению второго порядка. Если стать на эту точку зрения, гипотетические принципы, предложенные для того, чтобы взаимодействие сводилось только к типу VA, становятся более приемлемыми.

Выпишем, используя дираковские матрицы, уравнение первого порядка Дирака для четырёхкомпонентного поля ψ :

$$H\psi = \alpha \cdot p\psi + \beta m\psi. \quad (7.5)$$

Можно выразить четырёхкомпонентную волновую функцию ψ через двухкомпонентные спиноры φ и ξ . В этом случае

$$H\varphi = \sigma \cdot p\xi + m\varphi, \quad H\xi = \sigma \cdot p\varphi - m\xi. \quad (7.6)$$

Складывая и вычитая уравнения (7.6), получаем

$$H\varphi_+ = \sigma \cdot p\varphi_+ + m\varphi_+, \quad H\varphi_- = -\sigma \cdot p\varphi_- + m\varphi_-. \quad (7.7)$$

Функции φ_+ и φ_- были уже определены.

Если $m=0$, эти уравнения не связаны, и функции φ_+ , φ_- , являющиеся собственными функциями оператора киральности γ_5 , одновременно будут собственными функциями уравнения Дирака. Для $m \neq 0$ уравнения не будут независимыми. Однако φ_+ и φ_- удовлетворяют уравнению Клейна — Гордона, так как

$$\varphi_{\pm} = \frac{1}{m} (H + \sigma \cdot p) \varphi_{\mp} \quad (7.8)$$

и, следовательно,

$$\begin{aligned} m^2 \varphi_{\pm} &= m(H - \sigma \cdot p) \varphi_{\pm} = (H - \sigma \cdot p)(H + \sigma \cdot p) \varphi_{\pm} = \\ &= [H^2 - (\sigma \cdot p)^2] \varphi_{\pm} = (H^2 - p^2) \varphi_{\pm} \quad (7.9) \end{aligned}$$

или

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2 + m^2 \right) \varphi_{\pm} = 0. \quad (7.10)$$

Это хорошо известное уравнение Клейна — Гордона. Иначе говоря, хотя функция φ_+ не входит в теорию явно, она тем не менее входит неявно, выражаясь с помощью уравнения (7.8) через φ_- и ее производные. Это означает, что вся теория может быть выражена через двухкомпонентную волновую функцию φ_- (или через φ_+), которая, однако, должна удовлетворять уравнению Клейна — Гордона.

Из экспериментов следует, что четырехфермионное взаимодействие, выраженное через ψ , *линейно относительно полевых функций и не содержит производных.* (Поэтому модификация теории, предложенная Конопинским и Уленбеком, была отвергнута.) Взаимодействие произвольного типа, если оно линейно относительно ψ , будет в общем случае содержать обе функции, ψ_+ и ψ_- , или, если его выразить через двухкомпонентные функции, — φ_- и φ_+ . Если его выразить только через φ_- , оно должно содержать члены, пропорциональные φ_- , а также $\rho \varphi_- \sim \delta \varphi_- / \delta x$. Если, однако, мы будем настаивать, что такие производные не должны входить, то взаимодействие, выраженное через ψ , должно содержать только ψ_+ и в него не должно входить ψ_- , а при использовании двухкомпонентной функции — только φ_- (или только φ_+). Это требование тождественно условию, которое следует из γ_5 -инвариантности.

Инвариантность относительно изменения знака массы. Рассмотрим поведение уравнения Дирака

$$\gamma_{\mu} p_{\mu} \psi = im\psi \quad (7.11)$$

при преобразовании $\psi \rightarrow \gamma_5 \psi$. Поскольку γ_5 антикоммутирует с каждой γ_{μ} , имеем

$$\gamma_{\mu} p_{\mu} (\gamma_5 \psi) = -im(\gamma_5 \psi). \quad (7.12)$$

Таким образом, $\gamma_5 \psi$ не является собственной функцией уравнения Дирака, если не произведено преобразование $m \rightarrow -m$. Поэтому уравнение Дирака инвариантно относительно комбинированного преобразования, при котором изменяется знак массы:

$$\psi \rightarrow \gamma_5 \psi, \quad m \rightarrow -m. \quad (7.13)$$

Когда мы применяем такое преобразование одновременно к каждому из четырех спиноров и требуем при этом инвариантность взаимодействия, это эквивалентно γ_5 -инвариантности.

Связь с V—A-взаимодействием. Все три только что рассмотренные гипотезы эквивалентны предположению, что β -взаимодействие возникает только в состояниях с положительной киральностью, т. е. с отрицательной спиральностью. Требование, чтобы спиральность была отрицательной, т. е. поляризация — левовинтовой для нейтрино и электрона (в состояниях с положительной спиральностью), означает, что β -распад происходит под влиянием VA-взаимодействия, причем коэффициенты могут быть произвольными. Комбинации S, T, P приводят к спиральностям противоположного знака у электрона и нейтрино (см. Приложение 4). Требование, чтобы нуклоны обладали левовинтовой поляризацией (считая, что их массой можно пренебречь), однозначно приводит к взаимодействию типа V—A. Конечно, поляризация нуклонов невелика ($P_p \sim v/c \sim 0,1$) из-за большой массы покоя.

Используя соотношения $\gamma_5(1 + \gamma_5) = (1 + \gamma_5)\gamma_5 = (1 + \gamma_5)$, можно переписать взаимодействие в таком виде:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\sqrt{2}} g [\bar{\psi}_2 \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) \psi_1] [\bar{\psi}_4 \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) \psi_3] = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} g [\bar{\psi}_2 \gamma_{\mu} \psi_1] [\bar{\psi}_4 \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) \psi_3] - \\ & - \frac{1}{\sqrt{2}} g [\bar{\psi}_2 i \gamma_{\mu} \gamma_5 \psi_1] [\bar{\psi}_4 i \gamma_{\mu} \gamma_5 (1 + \gamma_5) \psi_3]. \quad (7.14) \end{aligned}$$

Поскольку γ_{μ} и $i \gamma_{\mu} \gamma_5$ представляют соответственно векторный и аксиально-векторный операторы, мы получили

$V-A$ -взаимодействие. (Легко показать, что $V+A$ -взаимодействие возникло бы в том случае, если бы нуклоны были правовинтовыми, т. е. если бы они имели спиральность, противоположную спиральности лептонов.) Такое универсальное четырехфермионное взаимодействие однозначно приводит к $V-A$ -комбинации, даст двухкомпонентное нейтрино с отрицательной спиральностью, приводит к сохранению лептонов и инвариантности относительно комбинированной инверсии CP .

Универсальное $V-A$ -взаимодействие отличается от первоначально предложенного Ферми векторного взаимодействия $\psi_2\gamma_\mu\psi_1\psi_3\gamma_\mu\psi_4$ только наличием дополнительного множителя $1+\gamma_5$. Вызывает изумление, как близко Ферми подошел к правильному выбору β -взаимодействия задолго до того, как были получены данные, которыми мы располагаем в настоящее время.

Теперь следует отметить, что еще до установления несохранения четности были сделаны многочисленные попытки обосновать простой тип β -взаимодействия на основании принципа симметрии.

Исходя из предположения, что гамильтониан β -взаимодействия антисимметричен относительно перестановки любой пары из четырех волновых функций, Ричи-филд и Вигнер [122] предложили в качестве первого варианта $S-A-P$ -взаимодействие. Однако эта частная комбинация приводит к появлению фирцевских интерференционных членов для квазиразрешенных однократно запрещенных спектров, т. е. для спектров, к которым применимо ξ -приближение [301] (см. разд. 3.3). Известно, однако, что такие спектры, имея разрешенную форму, отвергают $S-A-P$ -взаимодействие.

Антисимметрия относительно перестановки возникающих (или аннигилирующих) частиц $H_{n_1 \rightarrow p+e} = -H_{n_1 \rightarrow e+p}$, накладывая несколько меньшие ограничения, дает

$$a(S-T+P) + b(V-A) + c(S-A-P). \quad (7.15)$$

В работах [98, 185, 351, 367] рассмотрен случай $c=0$. Сгеч и Йенсен [414] показали, что каждый из этих двух типов взаимодействия можно получить также на основании предположения об изотропности процесса β -распада в системе центра масс nv или pe .

Интересно осознать, что если бы распад $\pi \rightarrow e$ (подавленный по сравнению с основным типом распада

приблизительно в 10^4 раз) был обнаружен до 1957 г., то предположение о применимости УФВ привело бы к A -, а не к P -взаимодействию. Это совместно с только что рассмотренными принципами симметрии однозначно привело бы к $V-A$ -взаимодействию. Даже если бы не были известны результаты поисков распада $\pi \rightarrow e$, правильный тип $V-A$ -взаимодействия (конечно, без членов, учитывающих несохранение четности) все же мог быть получен на основании предыдущих аргументов, если бы данные о $e-v$ -угловой корреляции при распаде ${}^6\text{He}$ были правильными (давая аксиальный вектор).

Наконец, следует отметить, что для мезонного распада при $S-T+P$ - и $V-A$ -взаимодействиях параметр Мишеля $\rho=0,75$. Это значение близко к принятой в настоящее время величине $0,74-0,79$. Однако с 1953 по 1957 г. считали, что ρ лежит между $0,5$ и $0,7$ [319, 377] (см. табл. 6.1), что не согласуется ни с одной из упомянутых теорий.

Хотя эти попытки помогли приблизиться к правильному теперь типу β -взаимодействия, ни один из использованных принципов симметрии совместно с сохранением четности не мог дать такой простой и красивый тип взаимодействия, какой принят в настоящее время.

7.2. ТЕОРИЯ СВТ

Мы видели при изучении мюонного распада, что существуют малые электромагнитные поправки (см. разд. 6.1), которые возникают в результате того, что мюоны и испускаемые электроны — заряженные частицы, вследствие чего они взаимодействуют с окружающим электромагнитным полем. Эта радиационная поправка влияет на форму электронного спектра и продолжительность жизни μ -мезона. Аналогичные мезонные поправки должны существовать при β -распаде вследствие сильной связи между нуклонами и π -мезонами.

Считают, что нуклоны могут испускать и поглощать виртуальные пионы: $n \leftrightarrow n+\pi^0 \leftrightarrow p+\pi^- \leftrightarrow p+\pi^++\pi^- \leftrightarrow \dots$. Нейтрон часть времени существует как нейтрон плюс нейтральный пион или как протон, окруженный облаком отрицательно заряженных пионов и т. д. Было предположено, что интенсивность β -взаимодействия «голового» нуклона может существенно отли-

чатся от интенсивности β -взаимодействия «одетого» нуклона (смеси пиона и нуклона). Например, если бы мы считали, что β -взаимодействие обусловлено только нуклоном, а не виртуальным пионом, то в случае распада нейтрона нельзя ожидать испускания электрона на протяжении того временного интервала, когда нейтрон существует в виде протона, окруженного облаком отрицательных пионов.

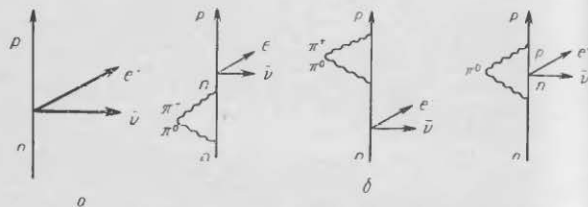


Рис. 7.1. Фейнмановские диаграммы ядерного β -распада для «голого» (а) и «одетых» (б) нуклонов.

Используя фейнмановские диаграммы (рис. 7.1), можно проиллюстрировать основной процесс, а также распад, сопровождаемый испусканием виртуальных мезонов (рис. 7.1, б). На основании этих предположений следует произвести перенормировку β -взаимодействия для ядерного β -распада, принимая во внимание мезонные эффекты.

Первая попытка учесть эти эффекты была сделана Финкельштейном и Мошковским [186], которые показали, что гамов-теллеровская часть взаимодействия в соответствии с экспериментами действительно должна преобладать над фермиевской. Позже была сделана попытка оценить эффекты перенормировки β -взаимодействия с помощью подходящих промежутков времени, характеризующих пребывание частицы в виде «голого» и различных вариантов «одетого» нуклона. Соответствующие временные функции были получены на основании сведений о пион-нуклонном взаимодействии и аномальных магнитных моментов нуклонов. Оказалось, что отношение перенормированных констант связи $|g_A|/|g_V|=7/3$, тогда как полученное из опытов отношение $|g_A|/|g_V|\sim 1.2$. Однако нельзя было ожидать количественного совпадения при такой грубой оценке.

Недавно Адлеру и Вейсбергеру [438] удалось установить связь между эффектом перенормировки и сечением пион-нуклонного рассеяния. Подставляя в полученное соотношение известные из экспериментов значения, они нашли $g_A/g_V=-1.2$. Такое хорошее совпадение с экспериментальным значением было неожиданным.

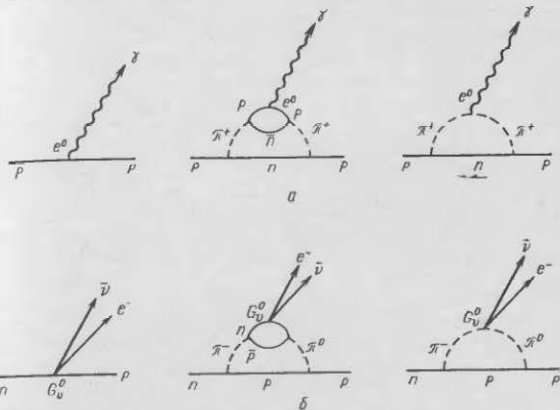


Рис. 7.2. Фейнмановские диаграммы, показывающие, что β -взаимодействие связано с испускаемыми пионами: а — электромагнитное взаимодействие физического протона; б — β -распад физического нейтрона.

С другой стороны, мюон не участвует в сильных взаимодействиях. Его взаимодействие Ферми не требует перенормировки. Следовательно, эффективная константа связи в мюонном распаде обусловлена только слабым взаимодействием. Всех озадачило то, что эффективные константы векторной связи в β - и μ -распадах оказались с точностью до $\sim 2\%$ равными (см. ниже о равенстве g_V и g_D). Естественно возникает вопрос: почему не требуется перенормировка при сравнении эффективного и «голого» взаимодействия в β -распаде? Чтобы объяснить это, необходимо неожиданно хорошим совпадением констант связи векторного взаимодействия в β - и μ -распадах, Фермиан и Гелл-Манн предположили, что β -взаимодействие связано с пионами, виртуально испускаемыми нуклонами (рис. 7.2);

вот почему в векторной части β -взаимодействия нет эффектов, требующих перенормировки.

Аналогия с электромагнетизмом. Независимость векторного взаимодействия в β -распаде от пионных поправок имеет аналогию в электромагнетизме. Считают, что электрон — это простая дираковская частица с точечным зарядом (если не учитывать малых радиационных поправок порядка $\alpha/2\pi \sim 10^{-3}$). Протон же очень сложный объект, состоящий из мезонного облака, которое окружает затравочную нуклонную сердцевину. Однако полный заряд протона, который мы измеряем в рассеянии электронов протонами при очень низких энергиях, не отличается от заряда протона, который мы обнаружили бы при отсутствии пионного взаимодействия. Фактически *все* взаимодействия обладают следующим свойством: физический электрический заряд равен затравочному; таким образом, электрический заряд протона не отличается от электрического заряда позитрона (конечно, при наличии пионного взаимодействия заряд *одной лишь* нуклонной сердцевины имеет другое значение).

Как осуществляется это равенство в электромагнетизме? Во-первых, заряд сохраняется в процессе $p \rightleftharpoons n + \pi^+$, т. е. π^+ -мезон имеет тот же заряд, что и протон. Во-вторых, π^+ -мезон, возникающий при «диссоциации» протона, взаимодействует с электромагнитным полем так же, как и протон. С математической точки зрения это означает, что векторный потенциал A_μ обусловлен *сохраняющимся током заряда*, который состоит из суммы токов протона и π^+ -мезона.

Конечно, если бы взаимодействие пиона с электромагнитным полем отличалось от взаимодействия протона, как отличаются их магнитные моменты, этот закон сохранения не выполнялся бы. Магнитный же момент физического протона отличается от магнитного момента затравочной части протона.

Сохраняющийся электромагнитный ток. Ток, обусловленный зарядом протона, является полярным вектором с компонентами

$$j_\mu = \psi_p^\dagger \alpha_\mu \psi_p = \rho \frac{v_\mu}{c} \quad \text{для } \mu = 1, 2, 3, \quad (7.16)$$

$$j_4 = i\psi_p^\dagger \psi_p = i\rho,$$

если элементарный заряд e принят за единицу.

В ковариантных обозначениях с точностью до множителя i

$$j_\mu = \bar{\psi}_p \gamma_\mu \psi_p. \quad (7.17)$$

Конечно, для нейтронов ток заряда равен нулю.

Можно, используя оператор изотопического спина (см. разд. 3.3), представить этот результат в виде, применимом к протону и нейтрону. Для протона и нейтрона мы соответственно имеем: $\tau_z = +1$ и -1 . Таким образом,

$$j_\mu = \bar{\psi}_N \gamma_\mu \frac{1}{2} (1 + \tau_z) \psi_N, \quad (7.18)$$

где ψ_N — нуклонная волновая функция. Нуклонный ток можно разложить на изоскалярную и изовекторную части:

$$j_\mu = \frac{1}{2} \bar{\psi}_N \gamma_\mu \psi_N + \frac{1}{2} \bar{\psi}_N \gamma_\mu \tau_z \psi_N = j_\mu^S + j_\mu^V. \quad (7.19)$$

Изоскалярный член удовлетворяет уравнению непрерывности

$$\sum_{\mu} \frac{\partial j_\mu^S}{\partial x_\mu} = \nabla j_4^S + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0, \quad (7.20)$$

что означает сохранение числа нуклонов. Однако изовекторный член в (7.19), представляющий z -компоненту вектора в изотопическом пространстве, сохраняется не сам по себе, а только в том случае, когда к нему добавлен пионный член:

$$j_\mu^z = \frac{1}{2} \bar{\psi}_N \gamma_\mu \tau_z \psi_N + \left(\pi \times \frac{\partial \pi}{\partial x_\mu} \right)_z + \dots \quad (7.21)$$

Формулировка теории СВТ. В случае обычного векторного β -взаимодействия нуклонный ток для β -распада имеет вид

$$j_\mu^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{\psi}_N \gamma_\mu \tau_+ \psi_N, \quad (7.22)$$

где (см. разд. 3.3)

$$\tau_+ \psi_n = \frac{\tau_x + i\tau_y}{\sqrt{2}} \psi_p = \sqrt{2} \psi_p, \quad \tau_+ \psi_p = 0. \quad (7.23)$$

Аналогично для β^+ -распада

$$j_\mu^- = \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{\psi}_N \gamma_\mu \tau_- \psi_N. \quad (7.24)$$

Эти токи очень похожи на электромагнитный изовекторный ток \tilde{j}_μ^z . Величины j_μ^+ , j_μ^z , j_μ^- являются тремя компонентами одного и того же изовекторного тока j_μ^* .

Фейнман и Гелл-Манн [181] высказали предположение, что по аналогии с электромагнетизмом следует дополнить нуклонный ток пионным. Иначе говоря, не только j_μ^z , но и j_μ^+ , j_μ^- содержат вектор пионного тока:

$$j_\mu^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \tilde{\Psi}_N \gamma_\mu \tau_+ \Psi_N + \left(\pi \times \frac{\partial \pi}{\partial x_\mu} \right)_+ + \dots \quad (7.25)$$

Физически это эквивалентно требованию, чтобы пион-лептонной и барион-лептонной вершинам соответствовала одна и та же интенсивность β -взаимодействия (см. рис. 7.2). Зарядовая независимость сильных взаимодействий приводит к сохранению изотопического спина T и обобщению закона сохранения заряда, т. е. к сохранению T_2 . Таким образом, гипотеза Фейнмана—Гелл-Манна сводится к предположению, что сохраняется полный ток, состоящий из нуклонного и пионного членов*.

В этом месте интересно напомнить замечание Герштейна и Зельдовича [210], высказанное в то время, когда считали, что фермиевская часть β -взаимодействия — скаляр, а не вектор:

«Не имеет практического значения, но методически интересно, что в случае векторного (V) варианта взаимодействия следовало бы ожидать тождественно

$$g_V(\text{голый}) = g_V(\text{эффективный})$$

в любом порядке по константе связи мезона с нуклоном, с учетом отдачи нуклона, например с электромагнитным полем, и т. д. Такой результат можно предвидеть по аналогии с теоремой Уорда, относящейся к взаимодействию заряженных частиц с электромагнитным полем; в этом случае виртуальные процессы, происходящие с частицами, не ведут к перенормировке электрического заряда частицы».

* Вместо СВТ более подходящим названием было бы: теория сохраняющегося изотриплетного векторного тока [290]. Это название действительно предусматривает сохранение заряда [см. уравнение (7.20)], однако обратное не обязательно должно выполняться. Таким образом, ток типа $K_\mu \approx (\partial/\partial x_\mu) \Psi_N^+ \gamma_4 \sigma_{\mu\nu} \Psi_N$ удовлетворяет уравнению (7.20), но он не связан с соответствующей компонентой электромагнитного тока.

Аналогия между электромагнитным и β -взаимодействиями иллюстрируется соответствием между различными величинами, которые приведены в табл. 7.1.

Таблица 7.1
Соответствие между электромагнитным и β -взаимодействиями

Величина	Электромагнитное взаимодействие	β -Взаимодействие векторного типа
Константа связи	e	$(1/\sqrt{2}) g_V$
Ток	j_μ^z	j_μ^+
Потенциал поля	A_μ	$\tilde{\Psi}_e \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \Psi_e$
Гамильтониан взаимодействия	$e j_\mu^z A_\mu$	$(1/\sqrt{2}) g_V j_\mu^+ \tilde{\Psi}_e \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \Psi_e$

Связь между форм-факторами слабого и электромагнитного взаимодействий. Теория сохраняющегося изотриплетного векторного тока устанавливает связь между форм-факторами изовекторного слабого взаимодействия и хорошо известными электромагнитными форм-факторами, которые многократно измерялись в опытах по рассеянию электронов.

Матричный элемент изовекторной части электромагнитного взаимодействия двух нуклонов запишем в виде

$$M_V^{E-M} = e \tilde{u}_2 \left[F_Q^{E-M}(q^2) \gamma_\mu + \frac{v_p^a - v_n^a}{2m_N} F_M^{E-M}(q^2) \sigma_{\mu\nu} q_\nu \right] u_1, \quad (7.26)$$

где q — передаваемый импульс; $\sigma_{\mu\nu} = (\gamma_\mu \gamma_\nu - \gamma_\nu \gamma_\mu)/2$, т. е. $\sigma_{12} = i\sigma_3$ и т. д.; μ_p^a и μ_n^a — аномальные магнитные моменты протона и нейтрона, причем $\mu_p^a \approx 1,79$, $\mu_n^a = -1,91$ ядерного магнетона; F_Q^{E-M} и F_M^{E-M} — хорошо известные изовекторные части зарядового и магнитного форм-факторов нуклона (Фурье-преобразование пространственного распределения этих величин). В пределе при $q^2 \rightarrow 0$ $F_M^{E-M}(0) = 1$ и $F_Q^{E-M}(0) = 1$.

По аналогии матричный элемент для СВТ в слабом взаимодействии можно представить в виде

$$M_V^S = \frac{g_V}{\sqrt{2}} \tilde{u}_2 \left[f_1^S(q^2) \gamma_\mu + f_2^S(q^2) \sigma_{\mu\nu} q_\nu \right] u_1, \quad (7.27)$$

где $f_1^V(q^2)$ и $f_2^V(q^2)$ — форм-факторы векторной части слабого взаимодействия. Соответствие между этими двумя совокупностями форм-факторов приводит к существенным следствиям.

Перенормируемость векторного тока. Член $f_1^V(q^2)$ подобен $F_{q^2}^{E-M}(q^2)$. Поскольку в статическом пределе $F_{q^2}^{E-M}(0)=1$, можно положить $f_1^V(0)=1$. Это означает, что константа векторной связи слабого взаимодействия в теории СВТ не перенормируется.

Слабый магнетизм. $f_2^V(q^2)$ играет роль, аналогичную $[(\mu_p^a - \mu_n^a)/2m_N] F_{q^2}^{E-M}(q^2)$. Это означает, что член, соответствующий аномальному моменту, обусловленному пионным облаком, должен появляться и в слабых взаимодействиях. Связь между $f_2^V(0)$ и $f_1^V(0)$ можно получить, используя аналогичное соотношение для электромагнитного взаимодействия:

$$\frac{f_2^V(0)}{f_1^V(0)} = \frac{(\mu_p^a - \mu_n^a)}{2M}. \quad (7.28)$$

Так как связь между f_2^V и f_1^V в слабых взаимодействиях эквивалентна связи между членами, характеризующими магнитные и электрические эффекты в случае электромагнитного взаимодействия, член f_2^V , обусловленный слабыми взаимодействиями, был назван Гелл-Манном [212] «слабым магнетизмом». Это вторая связь, позволяющая установить соответствие между β -переходами и электромагнитными переходами в ядрах. Исследования свойств триады ^{12}B , ^{12}C и ^{12}N было произведено главным образом на основании этой связи.

Можно также убедиться в том, что для процессов, в которых участвуют нейтрино высоких энергий, т. е. для больших значений q , действительно можно определять форм-факторы, измеряя сечения нейтрино при высоких энергиях. Создается впечатление, что результаты, полученные в ЦЕРН [66], согласуются с форм-факторами, полученными на основании рассеяния электронов:

$$f(q^2) \sim f(0)/(1 + q^2/q_0^2)^2, \quad q_0 \sim 1 \text{ ГэВ}/c.$$

7.3. СЛЕДСТВИЯ ТЕОРИИ СВТ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ФАКТЫ

Теперь рассмотрим некоторые опытные факты, полученные на основании экспериментов четырех типов: 1) установление равенства констант связи g_V (в β -рас-

паде) и g_μ (в μ -распаде); 2) эквивалентность форм-факторов слабого и электромагнитного взаимодействий. Доказательство можно получить в результате изучения β -спектров ^{12}B и ^{12}N ; 3) определение абсолютной скорости распада $\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e$; 4) измерение β - α -угловой корреляции в ядрах ^6Li и ^8B . Пятый метод заключается в определении β - γ -корреляции γ -излучения круговой поляризации в зеркальном переходе $^{24}\text{Na} \xrightarrow{\beta^-} \rightarrow ^{24}\text{Mg} \xrightarrow{\beta^+} ^{24}\text{Al}$ (см. разд. 4.8). Осуществить все эти эксперименты очень трудно, но полученные результаты хорошо согласуются с гипотезой СВТ.

Равенство g_V и g_μ . Насколько точно равны g_V (для β -распада) и g_μ (для μ -распада)? В настоящее время создается впечатление, что обе эти константы связи равны, по-видимому, с точностью до 1–2%. Однако точность оценки некоторых малых поправок теоретического характера не бесспорна. Ситуация может быть кратко охарактеризована следующим образом.

Фермиевская константа связи в β -распаде g_V . Константа связи g_V может быть получена на основании значений ft для ряда сверхразрешенных переходов $0^+ \rightarrow 0^+$ с помощью следующего соотношения:

$$g_V^2 \int |f|^2 ft = 2\pi^3 \hbar^7 (\ln 2)/m_e^5 c^4. \quad (7.29)$$

$\int |f|^2$ для перехода $0^+ \rightarrow 0^+$ при отсутствии зарядовых зависимых эффектов равен 2. Для более точного подсчета величин ft необходимо располагать информацией о максимальной энергии β -распада, периоде полураспада в переходах $0^+ \rightarrow 0^+$, знать F -функции и радиационные поправки.

Точное определение максимальной энергии бета-распада и периода полураспада в переходах $0^+ \rightarrow 0^+$. Путем тщательного измерения ядерной константы Q [36, 198, 201, 243] было исследовано семь таких переходов ^{14}O , $^{26}\text{Al}^*$, ^{34}Cl , ^{42}Sc , ^{46}V , ^{50}Mn и ^{54}Co . Результаты этих измерений приведены в табл. 7.2.

F -функции. Для вычисления величины f следует проинтегрировать β -спектр. Чтобы выполнить это, используют числовые таблицы функции Ферми F . К сожалению, широко используют таблицы функции Ферми Национального бюро стандартов [335], которые были вычислены в предположении, что ядро имеет точечный

Таблица 7.2

Результаты измерений семи переходов $0^+ \rightarrow 0^+$
и вычисленные для них значения ft

Переход	$t_{1/2}$, сек	$F_{\text{макс}}$, в.лв	$(ft)_I$	$(ft)_{II}$	Литература
$^{14}_8\text{O} \rightarrow ^{14}_7\text{N}$	$71,36 \pm 0,09$	$1812,6 \pm 1,4$	3066	3127 ± 10	[36, 152]
$^{26}_{13}\text{Al}^* \rightarrow ^{26}_{12}\text{Mg}$	$6,374 \pm 0,016$	$3208,0 \pm 2,3$	3015	3086 ± 12	[198, 201, 152]
$^{37}_{17}\text{Cl} \rightarrow ^{34}_{16}\text{S}$	$1,565 \pm 0,007$	$4469 \pm 4,5$	3055	3140 ± 20	[152, 198, 201]
$^{42}_{21}\text{Sc} \rightarrow ^{42}_{20}\text{Ca}$	$0,6830 \pm 0,0015$	$5409,0 \pm 2,3$	—	3122 ± 9	[201]
$^{46}_{23}\text{V} \rightarrow ^{46}_{22}\text{Ti}$	$0,4259 \pm 0,0008$	$6032,1 \pm 2,2$	3004 ± 8	3131 ± 8	[201]
$^{50}_{25}\text{Mn} \rightarrow ^{50}_{24}\text{Cr}$	$0,2857 \pm 0,0006$	$6609,0 \pm 2,6$	—	3125 ± 9	[201]
$^{56}_{27}\text{Co} \rightarrow ^{54}_{26}\text{Fe}$	$0,1937 \pm 0,0010$	7229 ± 5	2966	3134 ± 18	[198, 200, 201]

Примечание. Значения $(ft)_I$ получены при условии, что ядро — точечный заряд, а значения $(ft)_{II}$ — с учетом размеров ядра, формул экранирования Роуза и радиационных поправок на основании [201]. Значения для ^{14}O , $^{26}\text{Al}^*$ и ^{34}Cl взяты из работы [152].

заряд. При вычислении сохранен только главный член в разложении функции Ферми. Чтобы получить точные результаты, следует учесть ряд дополнительных факторов при вычислении функции Ферми: конечность распределения заряда в ядре, экранирование орбитальными электронами, конечность дебройлевской длины волны и т. д. Поправка, учитывающая конечность размеров ядра, была вычислена рядом авторов [60, 152, 155]; все результаты этих вычислений хорошо согласуются между собой. Нет такого совпадения для поправок на экранирование, которые были получены в результате подробных вычислений Рейца [363] и приближенного метода Роуза [366]. Расхождения в значениях ft , обусловленные вариациями поправок на экранирование, колеблются от 2% для ^{14}O до 1% для ^{54}Co . Поправки на экранирование были недавно проверены Дюрандом [154] и Бюрин-

гом [96], которые подтвердили результаты Роуза; однако они отметили расхождение с численными расчетами Рейца (его результаты неверны).

Радиационные поправки. Из-за различных радиационных процессов (испускание и поглощение фотонов, как виртуальных, так и реальных, тормозное излучение и т. д.) мы должны вводить радиационные поправки к теории β -распада. Учет их дает

$$\frac{\Delta ft}{ft} = \frac{\alpha}{4\pi} \left(6 \ln \frac{\Lambda}{m_p} + 3 \ln \frac{m_p}{2E_{\text{макс}}} - 2,85 \right), \quad (7.30)$$

где Λ — «параметр обрезания». Киношита и Сирлин [248], приняв $\Lambda = m_p$, получили

$$(\Delta ft)_{\text{ио}} / (ft)_{\text{ио}} = +1,7\%.$$

Эта погрешность должна вызывать уменьшение эффективной константы связи на 0,8%. Более подробные расчеты Бермана и Сирлина [54] привели в основном к тому же результату. Однако такой расчет $\Delta(ft)/(ft)$ может оказаться ненадежным. По крайней мере нам неизвестен случай, когда бы формула (7.30) могла быть использована для выяснения каких-нибудь свойств сильнодействующих частиц. Например, такой расчет для получения разности масс между p и n приводит к совершенно неправильному ответу. Наконец, были произведены оценки релятивистских поправок [13], конкурирующего влияния K -захвата и вкладов от двухкратно запрещенных матричных элементов [68]. Было найдено, что они слишком малы, чтобы играть существенную роль.

Для оценки величины различных поправок такого вида Фриман и др. [198] вычислили значения ft двумя способами (см. табл. 7.2, значения $(ft)_I$ и $(ft)_{II}$). Интересно отметить исключительно хорошее совпадение значений ft (особенно ft_{II}) для семи переходов, несмотря на большой интервал, использованных Z .

Поправки, обусловленные примесями к $|\int 1|^2$. Мы отмечали, что для переходов $0^+ \rightarrow 0^+$ $|\int 1|^2 = 2$. Это выполняется только для чистых состояний изотопического спина. Следует ожидать, что кулоновское взаимодействие между протонами, нарушающее сохранение изотопического спина, будет до некоторой степени искажать ядерные волновые функции; это должно уменьшать ядерный матричный элемент. Но этот эффект для ^{14}O

очень мал [303, 435]; верхний предел $|\int |1|^2| \int |1|^2| < < 1/4\%$.

Вейденмюллер [435] указал, что если бы возникла смесь участвующих в распаде более высоких состояний, относящихся к оболочке $1p$, влияние кулоновских эффектов могло бы возрасти до 1—2%. Однако до сих пор не было экспериментально установлено наличие такой смеси. Блин-Стойл и др. [71, 74, 294] исследовали влияние введения малой зарядово-зависимой добавки к ядерному потенциалу в предположении, что потенциалы pp и pn различны, но это различие некулоновское. Они показали, что даже очень малое отклонение от зарядовой симметрии приводит к поправкам нужной величины. Однако Мак-Дональд и Альтман [18] вычислили возможную величину зарядово-зависимой части ядерного потенциала на основании существующих экспериментальных данных и нашли, что она слишком мала, чтобы дать необходимое уменьшение матричного элемента. Поэтому данный вопрос еще не полностью решен.

Предположив, что $|\int |1|^2| = 2$, и используя в своих расчетах полученное на основании данных для ^{14}O , $^{26}\text{Al}^*$, ^{34}Cl , ^{46}V и ^{54}Co среднее арифметическое значение ft , Фриман и др. [198] получили с учетом экранирования по формуле Роуза (ft)_{ср} = (3125 ± 10) сек^{*}; $g_V = (1,4029 \pm 0,0022) \cdot 10^{-49}$ эрг·см³; без радиационных поправок константа связи была бы равна $g_V = (1,4149 \pm 0,0022) \cdot 10^{-49}$ эрг·см³.

g_μ для мюонного распада. Для получения g_μ можно использовать формулу, определяющую продолжительность жизни мюона (см. Приложение 7):

$$\frac{1}{\tau_\mu} = \frac{g_\mu^2 m_\mu^5 c^4}{192\pi^3 \hbar^7} \quad (7.31)$$

в которую, согласно последним измерениям [110, 169], следует подставить значения: $m_\mu = (206,768 \pm 0,003) m_0$, $\tau \rightarrow \tau_\mu$ (без поправок) = (2,198 ± 0,001) мксек, g_μ (без поправок) = (1,4320 ± 0,0011) · 10⁻⁴⁹ эрг·см³. Были произведены оценки [54, 248] радиационных поправок:

$$\frac{\Delta g_\mu}{g_\mu} \cong -0,42\% \quad \text{или} \quad \frac{\Delta g_\mu}{g_\mu} \cong +0,21\%$$

* Более поздний результат $ft = (3111 \pm 15)$ сек [97].

Следовательно, с учетом радиационных поправок

$$g_\mu = (1,4350 \pm 0,0011) \cdot 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3.$$

Обсуждение. На основании значений g_V и g_μ мы, используя поправки на экранирование Роуза, получаем

$$(g_\mu - g_V)/g_\mu = (2,2 \pm 0,15)\%$$

Теория СВТ требует, чтобы $g_V = g_\mu$, поэтому может показаться, что наблюдаемое расхождение в 2—3% противоречит теории СВТ. С другой стороны, замечательное постоянство значений ft для семи переходов, приведенных в табл. 7.2, может сильно удивить нас тем, насколько надежны радиационные поправки к β -распаду и поправки к $|\int |1|^2|$. В конце концов следует отметить, что радиационные поправки к β -распаду были вычислены для «голово» нуклона, а не для нуклона внутри сложного ядра. Как оправдать такое допущение, трудно сказать. В дополнение к этим неопределенностям недавно обнаружено, что необходимо более точно вычислять функцию Ферми, учитывая поправки на экранирование собственными электронами. Было также высказано предположение, что в случае существования промежуточного бозона W продолжительность жизни мюона должна быть изменена в зависимости от массы промежуточного векторного бозона [285, 339]. Эффект, обусловленный существованием бозона W , можно выразить с помощью поправки

$$(\Delta \tau_p)_W = -[\tau_\mu] \frac{3}{5} \left(\frac{m_\mu}{m_W} \right)^2.$$

Последние эксперименты с нейтрино высоких энергий в ЦЕРН показали, что масса промежуточного бозона, вероятно, больше 2 Гэв [105]. Поэтому поправка в константе связи мюонного распада, обусловленная этим членом, меньше 0,1%.

Из-за неопределенности теоретических поправок, которые были использованы при сравнении g_V и g_μ , вероятно, можно не обескураживаться расхождением в 2—3%. Существует высказанная Кабиббо [101] интригующая гипотеза для объяснения этого расхождения, которая будет обсуждена ниже.

Теперь обратимся к проверке теории СВТ на основании других экспериментальных исследований.

^{12}B — ^{12}C — ^{12}N -эксперимент. Уже было отмечено, что в теории СВТ существует аналогия между нуклонным током векторной части β -взаимодействия и током зарядов в электромагнетизме. Хотя эффективная связь не требует перенормировки в результате пионных поправок, нуклон все же обладает магнитным моментом, существенно меняющимся под влиянием пионного облака. С физической точки зрения это объясняется тем, что при

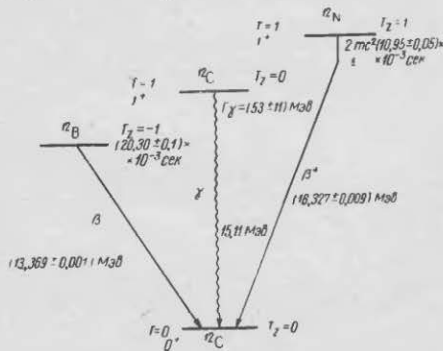


Рис. 7.3. Триада с $A=12$.

заданном заряде отдельно взятый пион обладает большим магнитным моментом, так как его масса меньше массы нуклона; этот больший магнитный момент ответствен за аномальный магнитный момент нуклона. Можно предполагать, что в теории β -распада, основанной на СВТ, должны появляться члены с такими же аномальными магнитными моментами.

Предсказания теории. Очень простой метод проверки применимости теории СВТ к β -распаду был предложен Гелл-Манном [212]. Предсказанные им эффекты были обнаружены в различных лабораториях [214, 286, 310]. Эта проверка заключается в исследовании β - и γ -переходов ядер с $A=12$ (рис. 7.3). Существует три перехода с трех уровней изотопического триплета $T=1, I=1$ на общий уровень основного состояния ^{12}C : β^- -переход с уровня ^{12}B , соответствующий β^+ -переход с ^{12}N и γ -переход с ^{12}C .

Рассмотрим β^- -переход с уровня $T_z=-1$. Основной вклад в вероятность разрешенного перехода дает аксиально-векторный ток. Эффективный матричный элемент имеет вид:

$$g_A \int \sigma \left(e^+ \alpha \frac{1 + \gamma_5}{\sqrt{2}} \nu \right)_z. \quad (7.32)$$

Теперь рассмотрим поправки, обусловленные запрещенными переходами, которые вызваны V - и A -взаимодействиями. Матричному элементу j_{ν}^{\dagger} для V -взаимодействия при переходе из состояния $T_z=-1$ соответствует матричный элемент J_{ν}^2 аналогичного электромагнитного перехода из состояния $T_z=0$. Следует отметить, что в γ -переходе [$\Delta I=-1$ (нет)] будет преобладать магнитное дипольное излучение, и поскольку $\Delta I=-1$, вклад дает только изовекторная часть электромагнитного тока. Как показали подробные расчеты Вейденмюллера [433], всеми орбитальными токами можно пренебречь. Следовательно,

$$M_{\text{эл}} = -\frac{\mu e}{2M} (\nabla \times \mathbf{A})_z, \quad (7.33)$$

где μ — магнитный момент перехода, выраженный в ядерных магнетонах ($e/2M$), а значение $\nabla \times \mathbf{A}$ вычисляют для области, занятой ядром.

Матричный элемент для векторного β -взаимодействия приобретает вид

$$-\sqrt{2} \frac{\mu e}{2M} \cdot \frac{g_V}{e} \left[\nabla \times \left(e^+ \alpha \frac{1 + \gamma_5}{\sqrt{2}} \nu \right)_z \right]. \quad (7.34)$$

Важно отметить, что векторное взаимодействие, приводящее к запрещенным переходам, теперь выражается через магнитный момент перехода, как и в случае γ -излучения. Магнитный момент μ перехода может быть выражен через радиационную ширину Γ_{γ} уровня ^{12}C в состоянии $T=1$, если использовать соотношение $\Gamma_{\gamma} = \left(\frac{\mu^2}{3} 137 \right) / (W^3/m_p^2)$, где W — энергия γ -кванта, $\Gamma_{\gamma} = (53 \pm 11)$ эв [229]. Расчет дает: $\mu=2.2$. Важно также показать, что аномальный магнетизм играет основную роль в переходе $M1$. В этом можно убедиться, используя соотношение

$$\mu = \frac{1}{\sqrt{2}} (\mu_p - \mu_n) \int \sigma.$$

Величина $\mu_p - \mu_n$, полученная на основании эмпирических значений $\int \sigma \approx 0,8$ и $\mu \approx 2,2$, равна $\sim 4,0$, т. е. довольно хорошо совпадает со значением $\mu_p - \mu_n = 4,7$. Поскольку в старой теории β -распада пионы не были связаны с лептонами и поэтому не могли участвовать в испускании β -частиц, большой аномальный магнитный момент, обусловленный пионным облаком, не фигурировал в β -распаде.

Для полноты картины мы должны также рассмотреть самые незначительные поправки, обусловленные запрещенными переходами, которые вызваны аксиально-векторным током, например поправки, обусловленные градиентом лептонных полей. Таким образом, рассмотренный в предыдущем случае матричный элемент β^\pm -перехода включает в себя разрешенное A -взаимодействие плюс запрещенные поправки, обусловленные им, плюс или минус матричный элемент, вызванный запрещенным V -взаимодействием (см. разд. 3.3):

$$-g_A \int \sigma \left[e^+ (\sigma - ia(\mathbf{k} \times \boldsymbol{\alpha}) - bk\gamma_5)_z \frac{1 + \gamma_5}{\sqrt{2}} \nu \right]. \quad (7.35)$$

Первый член в (7.35) описывает разрешенное A -взаимодействие; второй — учитывает интерференцию между V и A ; третий — поправку к A -взаимодействию. Кроме того,

$$a \equiv \frac{\mu}{\sqrt{2} m_p} \left| \frac{g_V}{g_A} \right| \frac{1}{\int \sigma}. \quad (7.36)$$

Спектр может быть представлен обычной разрешенной формой, умноженной на поправочный множитель,

$$1 + \frac{8}{3} a \left(E - \frac{E_0}{2} - \frac{m_e^2}{2E} \right) + \frac{2}{3} b \left(E_0 - \frac{m_e^2}{E} \right). \quad (7.37)$$

Для быстрых β -частиц член c в b не влияет на форму спектра. Следовательно, поправочный множитель можно заменить упрощенным выражением: $1 + (8/3)aE$.

Для β^+ -перехода получается такой же результат, однако перед членом с энергией следует изменить знак на противоположный. Поправочный множитель для β^+ -распада имеет вид: $1 - \frac{8}{3}aE$. Изменение знака вызвано тем, что a возникает в результате интерференции V и A , которая меняет знак при переходе от β^- к β^+ -распадам (см. Приложение 4). Следовательно, отношение

поправочных множителей для распадов ^{12}B и ^{12}N равно $R(E) = 1 + AE$, где $A = (16/3)a$.

Более тщательные расчеты отклонения спектра от разрешенной формы Ферми были выполнены для ^{12}B и ^{12}N Морита [332], Гелл-Манном и Берманом [213], а также Хуффакером и Грейлингом [238]. Были учтены все эффекты, обусловленные слабым магнетизмом, электромагнитными поправками, конечностью дебройлевской длины волны, а также были приняты во внимание двухкратно запрещенные матричные элементы с различной зависимостью от координат и импульсов. Эти вычисления привели к согласованным результатам. Полученные Морита и Хуффакером кривые, которые изображают зависимость поправочного множителя от энергии, обладают очень малой кривизной. Наклоны $A(^{12}\text{B})$ и $A(^{12}\text{N})$ примерно равны и противоположны по знаку. Согласно одночастичной модели, получаем

$$A^\pm = \pm \frac{8}{3} \frac{\mu_p - \mu_n}{2m_p} \left| \frac{g_V}{g_A} \right| = \pm \frac{0,0029}{mc^2} = \pm 0,0057, \text{ Мэв}^{-1}.$$

Если мы используем теорию Ферми, для $\mu_p - \mu_n$ вместо 4,7 следует взять 1. Тогда $A^\pm \sim \pm 0,0012 \text{ Мэв}^{-1}$. Более точные вычисления дают $A^\pm_{\text{СВТ}} = (\pm 0,0055 \pm 0,0009) \text{ Мэв}^{-1}$, $A^\pm_{\text{Ферми}} = \pm 0,0005 \text{ Мэв}^{-1}$. Ожидаемое различие между $A_{\text{СВТ}}$ и $A_{\text{Ферми}}$ очень велико. Поэтому такой эксперимент может быть с успехом применен для проверки гипотезы СВТ.

Экспериментальное подтверждение форм-факторов β -спектров ^{12}B и ^{12}N были измерены в нескольких лабораториях. Ядра ^{12}B и ^{12}N получали с помощью электростатического ускорителя, используя соответственно реакции $^{11}\text{B}(d, p)^{12}\text{B}$ и $^{10}\text{B}(^3\text{He}, p)^{12}\text{N}$.

Первые измерения выполнили Майер-Кукук и Мичел [310] и Гласс и Петерсон [214]. Обе группы определили отношение форм-факторов, т. е. разность $A^- - A^+$, и получили соответственно $(0,0130 \pm 0,0031) \text{ Мэв}^{-1}$ и $(0,0162 \pm 0,0028) \text{ Мэв}^{-1}$. Однако величины, характеризующие отклонения форм-факторов от единицы для каждого из рассматриваемых спектров, не были точно определены в первых экспериментах.

Позже в Колумбийском университете [286] измерили два спектра с помощью безжелезного магнитного спектрометра и нашли для спектра ^{12}B , что $A^- = (+0,0055 \pm 0,0010) \text{ Мэв}^{-1}$, а для ^{12}N $A^+ = (-0,0052 \pm$

$\pm 0,0006$) $Mэв^{-1}$. Результаты этих измерений изображены на рис. 7.4. Как и было предсказано, отклонения имеют противоположные знаки. Разность двух форм-факторов равна $(0,0107 \pm 0,0024) Mэв^{-1}$. Она превосходно совпадает с предсказаниями СВТ. Кроме того, отметим, что измерения были выполнены с различными

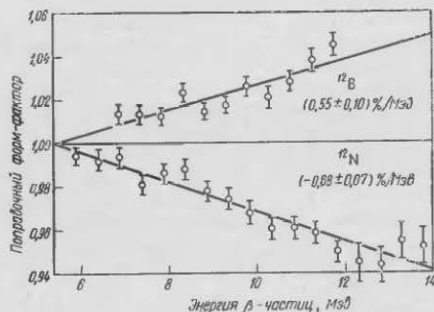


Рис. 7.4. Зависимость от энергии форм-факторов для ^{12}B и ^{12}N .

диафрагмами, причем результаты совпали. Эти факты можно рассматривать как существенное экспериментальное подтверждение теории СВТ. Результаты измерений следующие:

$$A^- (^{12}B) = (+0,55 \pm 0,10)\% [286]; \quad (+1,82 \pm 0,08)\% [310]; \\ (+0,55 \pm 0,12)\% [213, 238, 332];$$

$$A^+ (^{12}N) = (-0,52 \pm 0,06)\% [286]; \quad (+0,52 \pm 0,20)\% [310] \\ (-0,55 \pm 0,12)\% [213, 238, 332];$$

$$A = A^- - A^+ = (1,07 \pm 0,24)\% [286]; \quad (1,30 \pm 0,31)\% [310]; \\ (1,62 \pm 0,28)\% [214]; \quad (1,10 \pm 0,17)\%.$$

Значения ft для ^{12}B и ^{12}N . Тщательное изучение β -распадов ^{12}B и ^{12}N привело к открытию новых непредвиденных эффектов. Очень точные измерения энергий распадов и продолжительностей жизни этих β -переходов [187, 352, 439] позволили с достаточной точностью вычислить величины ft . На этом основании было найдено, что $ft = 11\,700$ для ^{12}B и $12\,900$ для ^{12}N (погрешности

составляют 0,5—1,0%). Таким образом, величина ft для ^{12}N на 10% больше, чем для ^{12}B . Если допустить, что матричные элементы зеркальных ядер равны и посторонние эффекты отсутствуют, обе величины ft не должны были бы отличаться друг от друга.

Могло бы сложиться впечатление, что член, зависящий от слабого магнетизма, который вносит в форму спектра для β^- - и β^+ -распада противоположные по знаку поправки, мог бы изменять и значение ft , но это совсем не так. Среднее значение E (интегрирование выполнено по разрешенному спектру), в действительности, точно равно $E_0/2$; таким образом, среднее значение форм-фактора (7.37) равно нулю. Следовательно, в рассмотренном приближении не должно существовать разницы между значениями ft . Существуют, однако, помимо члена, соответствующего слабому магнетизму, другие поправочные члены — «индуцированные связи» (например, индуцированная псевдоскалярная связь и, возможно, индуцированная тензорная связь). Эти члены могут объяснить расхождение в значениях [239, 432], хотя они дают очень малый эффект в случае разрешенных спектров. Однако недавно [160] было показано на примере одночастичных энергий связи, что расхождение в значениях ft можно объяснить только кулоновскими эффектами — так они велики ($\sim 10\%$). Аналогичный расчет давал для распада ^{14}O одночастичный радиальный матричный элемент, отличающийся от единицы меньше чем на 0,1%.

Распад $\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e + \nu$. Из теории СВТ следует важный вывод: возможен распад, в результате которого π^+ превращается в π^0 *. Уже было отмечено, что, согласно теории СВТ, пионы участвуют в β -взаимодействии. Поэтому π^+ -мезон может в результате распада превращаться в π^0 ; $\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu$. Этот распад в основном очень похож на ядерный переход $0^+ \rightarrow 0^+$, такой, например, как $^{14}O \rightarrow ^{14}N$. В обоих случаях, распадающаяся частица имеет спин 0 и изотопический спин $T=1$, а T_z изменяется с +1 на 0. Как и в случае ядерного β -распада, находим

$$\omega = \frac{mc^2}{h} \cdot \frac{G^2}{2\pi^3} |M|^2 f. \quad (7.38)$$

* Вероятность такого распада была впервые оценена в работе Зельдовича Я. Б. «Докл. АН СССР», 97, 421 (1954). — Прим. перев.

Выражая безразмерную константу связи через g_V и используя соотношения

$$|M|^2 = |\int 1|^2 = 2 \quad \text{и} \quad f \sim E_0^5/30$$

для $E_0 \gg 1$, где E_0 — максимальная энергия, за единицу измерения которой принято mc^2 , т. е. энергия покоя электрона, получим

$$\omega = g_V^2 \frac{m^5 c^4}{\hbar^7} \cdot \frac{E_0^5}{30 \mu^3} \quad (7.39)$$

Энергия распада равна $(m_{\pi^+} - m_{e^+})c^2 = 4,6$ Мэв. Поэтому $\omega = 0,43$ сек⁻¹, а относительная вероятность различных ветвей распада

$$R = \frac{\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu}{\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu} = (1,07 \pm 0,02) \cdot 10^{-8} \quad (7.40)$$

Фактически этот процесс мог бы происходить и в старой теории следующим образом:

$$\pi^+ \rightarrow p + \bar{n} \rightarrow \left(\begin{matrix} p + \bar{p} \\ n + n \end{matrix} \right) + e^+ + \nu \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu \quad (7.41)$$

В этой теории вычисление скорости распада сопряжено с математическими трудностями, связанными с выбором константы, характеризующей сильное взаимодействие пионов с нуклонами, и расходимостью интегралов. Вычисленное значение R попадает в интервал $5 \cdot 10^{-9} - 10^{-8}$ в зависимости от сделанных предположений [179]. Следует отметить, что процесс (7.41), как и прямой распад, участвует в расчетах СВТ, так как ток, описывающий β -распад, одинаков для отдельно взятых нуклона, нуклон-антинуклонной пары и векторной части ядерного β -взаимодействия.

Распад $\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu$ может быть обнаружен в результате наблюдения следующего ряда событий. Медленный нейтральный пион, возникающий в результате распада π^+ -мезона, останавливается и распадается. π^0 -Мезон распадается практически мгновенно на два γ -кванта с энергией 70 Мэв. Одновременно e^+ , образующийся в процессе π^+ -распада, аннигилирует, испуская два γ -кванта с энергией 0,5 Мэв. Эта последовательность событий — образующиеся практически одновременно два γ -кванта с энергией 70 Мэв и два γ -кванта с энергией 0,5 Мэв — настолько типична, что их можно отделить

методом кратных совпадений от колоссального фона, обусловленного нормальными распадами $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$. Даже редко происходящие распады $\pi \rightarrow e + \nu$ встречаются в 10^4 раз чаще! Ряд лабораторий поставил эксперименты для измерения этого отношения. Опубликованные результаты приведены в табл. 7.3. Видно, что полученное на основании опытных данных отношение хорошо согласуется с предсказаниями теории СВТ.

Таблица 7.3

Краткая сводка экспериментальных данных по определению

$$\text{отношения} \frac{\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu}{\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu}$$

R	Число обнаруженных событий	Литература
$(1,15 \pm 0,22) \cdot 10^{-8}$ $(1,08 \pm 0,22) \cdot R_{\text{СВТ}}$	52 ± 3	[142]
$(1,12 \pm 0,08) \cdot 10^{-8}$	38	[46]
$(1,30 \pm 0,35) \cdot 10^{-8}$	40 ± 8	[151]
$(1,0 \pm 0,3) \cdot 10^{-8}$	33	[45]

β - α -Угловые корреляции при распаде ${}^8\text{Li}$ и ${}^8\text{B}$. Другой способ проверки теории СВТ, аналогичный в основном тому, который был использован при рассмотрении свойств ядер с $A=12$, заключается в изучении β - α -угловой корреляции при распадах ${}^8\text{Li}$ и ${}^8\text{B}$.

Хотя направления излучений, следующих за разрешенным β -распадом неориентированных ядер, некоррелированы относительно направления β -излучения, запрещенные эффекты могут приводить к корреляциям типа

$$W(\theta_{\alpha\beta}) = 1 + B \cos^2 \theta_{\alpha\beta}, \quad (7.42)$$

где малый коэффициент B зависит от свойств содержащихся в нем матричных элементов. Бернштейн и Льюис [53] и Морита [332] высказали предположение, что двукратно запрещенные векторные интерференционные члены должны были бы приводить к отклонению от изотропности β - α -угловых корреляций при распадах ${}^8\text{Li}$ и ${}^8\text{B}$ [${}^8\text{Li}(\beta^-, \nu)$ ${}^8\text{Be}^*(\alpha)$ ${}^4\text{He}$ и ${}^8\text{B}(\beta^+, \nu)$ ${}^8\text{Be}^*(\alpha)$ ${}^4\text{He}$]. Эти зеркальные ядра, испытывая в основном разрешен-

ное гамов-теллеровское преобразование, переходят на уровень $2,9 \text{ МэВ}$ ядра ${}^8\text{Be}^*$, которое быстро распадается на две α -частицы. Триплет с $A=8$ показан на рис. 7.5, где штрихованная линия изображает $M1$ γ -переход на уровень $2,9 \text{ МэВ}$ ${}^8\text{Be}$ с уровня $I=2^+$, $T=1$, аналогичного основным состояниям ${}^8\text{Li}$ и ${}^8\text{B}$. Из-за отдачи ${}^8\text{Be}^*$, обу-

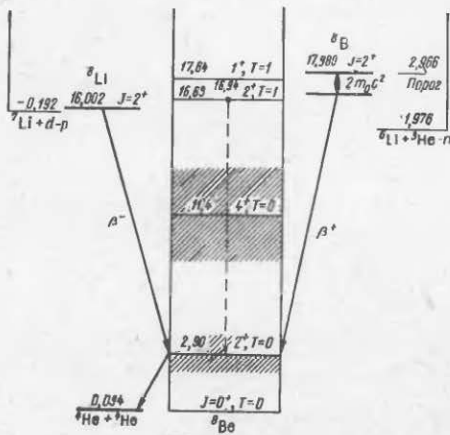


Рис. 7.5. Схема энергетических уровней триплета с массой 8.

словенной β -распадом, β - α угловая корреляция в результате перехода от системы, в которой ${}^8\text{Be}^*$ покоится к лабораторной системе координат приобретает вид

$$W(\theta_{\beta\alpha}) = 1 + A \cos \theta_{\beta\alpha} + B \cos^2 \theta_{\beta\alpha}, \quad (7.43)$$

где A в первом приближении равно $-E_\beta/p_\alpha$, E_β и p_α — соответственно полная энергия электрона и импульс α -частицы; коэффициент B можно записать в виде $B = aE_\beta$ где a — определено равенством (7.36). Возникает ситуация, аналогичная той, которая существовала для триплета $A=12$, но теперь нельзя извлечь конкретных выводов.

Прежде всего радиационная ширина, соответствующая γ -переходу $M1$, экспериментально не определена. Ге вычислили на основании теоретических соображений Вейденмюллер [433] и Курас [269], используя оболочечную модель с промежуточной связью. Оценка Вейденмюллера дает для Γ_γ значение, лежащее между 1 и 4 эв, тогда как Курас нашел, что Γ попадает в интервал от 3 до 5 эв.

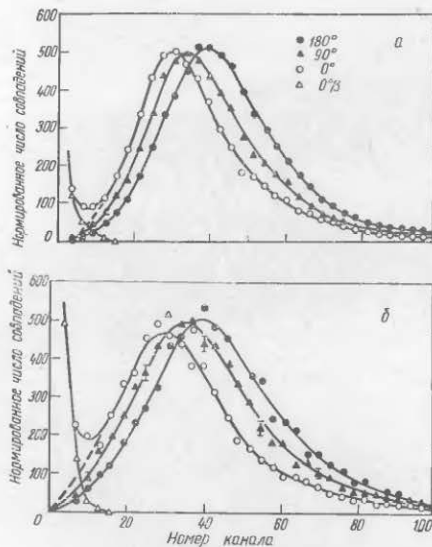


Рис. 7.6. Нормированный спектр совпадений импульсов α -частиц и электронов, испущенных при β -распадах ${}^8\text{Li}$ (а) и ${}^8\text{B}$ (б) под различными углами. Отличительной особенностью кривых является сдвиг по энергии в зависимости от угла, возникающий из-за отдачи ядра ${}^8\text{Be}$ при β -распаде.

Повторяя рассуждения, использованные при рассмотрении ядер с $A=12$, и основываясь на результатах Вейденмюллера, можно показать, что параметр асимметрии B удовлетворяет условиям: для СВТ—

$0,0025E < B < 0,0045E$ и для общепринятой теории Ферми — $0,0005E < B < 0,002E$, $[E] = [Мэв]$. В случае распада ${}^8\text{Li}$ B имеет ту же величину, но противоположный знак. Коэффициент B чрезвычайно мал. Это трудное сравнение экспериментальных данных с предсказаниями теории осуществлено с высокой точностью Нордбург, Моринго и Бэрн [338]. Их измерения были выполнены с помощью золото-кремниевое детектора, а электроны или позитроны регистрировались пластиковым сцинтиллятором, который мог вращаться вокруг мишени, образуя с направлением на α -детектор углы в $0, 90$ или 180° . Нормированные по числу импульсов α -частиц спектры совпадают с электронами, испускаемыми при β^- -распаде ${}^8\text{Li}$ и β^+ -распаде ${}^8\text{B}$ под различными углами, показаны на рис. 7.6. Полная площадь, ограниченная этими кривыми, использована для определения коэффициентов A и B , входящих в выражение (7.43). Точки, отмеченные символом $0^\circ\beta$, отвечают регистрации электронов золото-кремниевым детектором. Коэффициент B для ${}^8\text{Li}$ оказался равным $(0,00316 \pm 0,00060) E_\beta$, а для ${}^8\text{B}$ — $(0,00386 \pm 0,00100) E_\beta$.

Выполненные независимо [224] измерения β - α -корреляции при распаде ${}^8\text{Li}$ дали $B = (0,0037 \pm 0,0010) E_\beta$ в хорошем соответствии с результатами Нордбурга. Таким образом, можно сделать вывод, что экспериментальное значение B совпадает с предсказанным на основании теории СВТ и не соответствует предсказаниям старой теории Ферми.

Другие слабые взаимодействия. В общем случае плотность гамильтонна слабых взаимодействий может быть представлена в таком виде:

$$\mathcal{H} = \frac{1}{\sqrt{2}} g J J^\dagger + \text{э. с.} \quad (7.44)$$

Это — ток-токовая гипотеза [179]. Здесь J — общий ток, характеризующий слабое взаимодействие; он состоит из нескольких членов. Часть J , содержащая только токи нуклонов и лептонов, имеет вид

$$J = J_{np} + j_{\nu_e} + j_{\nu_\mu} \quad (7.45)$$

где $J_{np} = \tilde{\Psi}_p \gamma_\mu (1 + \lambda \gamma_5) Q^\dagger \Psi_n$ — нуклонный ток (мы включили сюда аксиально-векторный член наряду с вектор-

ным, который, согласно теории СВТ, сохраняется, и величину $\lambda = -g_A/g_V$);

$$j_{\nu_e} = \tilde{\Psi}_{\nu_e} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \Psi_e;$$

$$j_{\nu_\mu} = \tilde{\Psi}_{\nu_\mu} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \Psi_\mu \text{ — лептонные токи.}$$

Конечно, кроме того, J содержит члены, соответствующие пионам, например $J_{\pi-\pi^0}$, и члены, приводящие к нарушению странности, например $J_{\Delta p}$ (см. ниже обсуждение гипотезы Кабиббо).

Перекрестный член $J_{np} j_{\nu_e}^\dagger$ приводит к общепринятой форме β -распада с $V-A$ -взаимодействием:

$$\mathcal{H} = \frac{1}{\sqrt{2}} g \left\{ \left[\tilde{\Psi}_p \gamma_\mu (1 + \lambda \gamma_5) Q^\dagger \Psi_n \right] \times \right. \\ \left. \times \left[\tilde{\Psi}_e \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \Psi_\nu \right] \right\} + \text{э. с.}, \quad (7.46)$$

тогда как другой перекрестный член $j_{\nu_e} J_{np}^\dagger$ описывает β^+ -распад и захват орбитальных электронов.

Из вида гамильтониана (7.44), в который входит ток (7.45), следует, что, помимо β -распада, μ -распада и μ -захвата, существуют другие процессы, обусловленные слабыми взаимодействиями, например, такие:

$$n + p \rightarrow n + p, \quad n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e, \quad \mu^- + p \rightarrow n + \nu_\mu; \\ \nu_e + e \rightarrow \nu_e + e, \quad \mu \rightarrow e + \bar{\nu}_e + \nu_\mu; \\ \nu_\mu + \mu \rightarrow \nu_\mu + \mu.$$

Не приведены родственные процессы, которые отличаются только тем, что в них переставлена одна или большее число частиц, например обратный β -распад $\nu_e + n \rightarrow e + p$.

Рассеяние нейтрино электронами. Прежде всего рассмотрим рассеяние нейтрино электронами

$$\nu_e + e \rightleftharpoons \nu_e + e. \quad (7.47)$$

Предсказанное для этого процесса сечение $\sigma = 8 \cdot 10^{-46} E_\nu \text{ см}^2$, где $E_\nu \gg 1$ — энергия нейтрино (за единицу принято mc^2). Кроме того, может происходить процесс

$$e^+ + e^- \rightleftharpoons \bar{\nu}_e + \nu_e, \quad (7.48)$$

который в основном эквивалентен рассеянию ν_e . Могут происходить аналогичные процессы с участием мюона и мюонного нейтрино.

Если бы можно было измерить угловое распределение рассеянных электронов в реакции (7.47), это позволило бы получить интересную информацию о распределении заряда в ν_e . Хотя ν_e , конечно, нейтральная частица, согласно гипотезе промежуточного бозона (см. разд. 7.4), она может распадаться на виртуальные e^- и W^+ . Ли и Сирлин [288] нашли, что вероятность такого распада равна 10^{-5} . Таким образом, ν_e может иметь некоторое распределение заряда.

Нуклон-нуклонное взаимодействие, нарушающее сохранение четности. Возможен, наконец, процесс



обусловленный нуклонными токами, входящими в гамма-тоннан слабого взаимодействия. В этом процессе в отличие от основного нуклон-нуклонного взаимодействия нарушается сохранение четности. Процесс (7.49), вызванный слабым взаимодействием, конечно, должен быть сильно подавлен по сравнению с процессом, обусловленным сильными взаимодействиями.

Нам известно, что энергия взаимодействия, обусловленная сильными взаимодействиями, по порядку величины $U_{снл} \sim m_\pi c^2$, а энергия слабых взаимодействий в ядрах $U_{снл} \sim g_\beta \rho$, где ρ — плотность нуклонов; она примерно равна $(\hbar/m_\pi c)^{-3}$. Если воспользоваться безразмерной константой G_β , определенной (2.24), получим

$$U_{снл} \sim G_\beta \left(\frac{m_\pi}{m_e} \right)^2 m_e c^2.$$

Следовательно,

$$\frac{U_{снл}}{U_{сил}} \sim G_\beta \left(\frac{m_\pi}{m_e} \right)^2 \sim 10^{-7}.$$

Наличие такого слабого нуклон-нуклонного взаимодействия могло бы проявиться в небольшом, порядка 10^{-7} , нарушении сохранения четности в ядерных реакциях.

Согласно обозначениям Ли и Янга, в дальнейшем под F будем понимать константу, характеризующую относительную величину связи, приводящей к несохранению четности. Полную волновую функцию можно

записать в виде: $\psi = \psi_+ + F\psi_-$, где ψ_+ и ψ_- — волновые функции, сохраняющая и несохраняющая четность.

Естественно, что нашей целью является прежде всего определение порядка величины F для подтверждения ток-токовой гипотезы. Затем, зная эту величину, можно получить некоторую дополнительную информацию о структуре слабых взаимодействий.

Вилкинсон предложил и обсудил различные методы определения F или F^2 [445], а Блин-Стойл произвел ряд теоретических расчетов [69]. Мичел и Блин-Стойл опубликовали очень подробную теоретическую работу [79, 323] о примеси нечетного к четному ядерному состоянию (с точки зрения гипотезы токов) и предложили несколько осуществимых экспериментов. В общем, если мы обнаруживаем нарушение правил отбора, основанных на точном сохранении четности (например, испускание α -частиц, которому соответствует переход из состояния с четным I и отрицательной четностью в конечное состояние 0^+), чувствительность метода пропорциональна квадрату модуля несохраняющей четность части волновой функции, или F^2 . Однако если мы измеряем продольную поляризацию продуктов распада тяжелых частиц или круговую поляризацию γ -излучения, испущенного первоначально неполяризованной системой, то чувствительность метода пропорциональна F , а не F^2 . В этом случае продольная или круговая поляризация выражается непосредственно через интерференционный член, образованный частями взаимодействия, сохраняющей и несохраняющей четность. Это контрастирует с измерением нечетных степеней $\cos \theta$ в угловом распределении (или корреляциях) излучения, для которого чувствительность метода пропорциональна F^2 . Причина этого расхождения кроется в том, что интенсивность излучения симметрична относительно плоскости, перпендикулярной к направлению спина ядра и проходящей через это излучающее ядро, поэтому поляризация сама по себе не приводит к асимметрии (в отличие от β -распада).

В экспериментах, основанных на измерении F , эффект несохранения четности должен относительно возрастать, если часть с сохраняющейся четностью сильно подавлена из-за приближенно выполняющихся правил отбора. Например, в области деформированных ядер существует ряд переходов $M1$, которые сильно подавле-

ны из-за правил отбора по так называемым асимптотическим квантовым числам. Если появляется примесь перехода $E1$, обусловленная несохраняющим четность слабым нуклон-нуклонным взаимодействием, испущенное излучение частично будет иметь круговую поляризацию. Степень поляризации намного больше той, которая возникла бы за счет величины F . Поэтому круговую поляризацию характеризуют величиной $2RF$, где R — отношение матричных элементов переходов $E1$ и $M1$. На Парижской конференции по структуре ядра (июль, 1964) было сделано сообщение о поисках несохранения четности, постулируемого ток-токовой гипотезой, начатых в нескольких лабораториях. Были доложены данные, согласно которым $P \sim 10^{-4}$, $F \sim 10^{-7}$. Однако необходимы более совершенные эксперименты, чтобы подтвердить эти результаты*.

Запрещенные процессы. Хотя ток-токовая гипотеза предсказывает возможность некоторых новых процессов с участием слабого взаимодействия, существуют и запрещенные процессы. Например, предполагают, что возможны реакции:

$$\mu^- + p \rightarrow e^- + p, \quad \mu^+ \rightarrow e^+ + e^- + e^+, \quad (7.50)$$

но они не были обнаружены [118]. Это можно легко понять, если предположить, что для $\mu^- \nu_\mu$ должно сохраняться «мюонное число» (см. дискуссию в разд. 4.4).

Отсутствие нейтральных лептонных токов. Отметим, что слабые токи заряжены, т. е. в различных процессах происходит обмен зарядом. Таким образом, ядерный β -распад может быть представлен в виде $J_{np} j_{e\nu}^+$. Это справедливо и для других реакций, например, ν_e -рассеяние можно записать в виде $j_{\nu e} j_{e^+e^-}^+$.

Немедленно возникает вопрос: существуют ли нейтральные лептонные токи? До сих пор не было найдено доказательств существования таких нейтральных токов. Однако такой процесс, как $\mu + p \rightarrow e + p$, который мог быть вызван нейтральным током $j_{\nu e} j_{pp}^+$, несомненно запрещен законами сохранения электронных и мюонных чисел.

С другой стороны, такие процессы, как $K^+ \rightarrow \pi^+ + e^+ + e^-$, разрешенные законами сохранения лептонных

* См. предисловие к переводу.

чисел, но описываемые нейтральным лептонным током $J_{K^+e^+} j_{e^+e^-}^+$, также не были обнаружены на опыте [103], а распад $K^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e$, в котором происходит обмен зарядом $J_{K^+\pi^0} j_{\nu_e e^+}^+$, встречается.

Неперенормируемость аксиально-векторного взаимодействия. Хотя создается впечатление, что на константу связи векторной части β -взаимодействия не влияют пионные поправки, этого нельзя сказать об аксиально-векторной части. Можно показать на основании теоретических соображений, что аксиально-векторный ток не сохраняется. Вероятно, наиболее простой довод был дан Тэйлором [421]*. Рассмотрим распад $\pi \rightarrow \mu + \nu$, матричный элемент которого запишем так:

$$\langle J_i \rangle = \bar{\psi}_\mu \gamma_i (1 + \gamma_5) \psi_\pi, \quad (7.51)$$

где $\langle J_i \rangle = \langle 0 | J_i | \psi_\pi \rangle$, а $|\psi_\pi \rangle$ и $\langle 0 |$ — соответственно волновые функции пиона и вакуумного состояния.

Для VA -взаимодействия J_i является комбинацией вектора и аксиального вектора. Поскольку спин π -мезона равен нулю, его вектор импульса представляет собой вектор (или аксиальный вектор), который обусловлен только каким-то определенным процессом, т. е. $\langle J_i \rangle$ — вектор, и его можно записать в виде

$$\langle J_i \rangle = C(p^2) p_i. \quad (7.52)$$

С другой стороны, π -мезон — нечетная частица, поэтому ψ_π — псевдоскаляр; таким образом, только аксиально-векторная часть J_i может участвовать в распадах $\pi \rightarrow \mu + \nu$ (а также $\pi \rightarrow e + \nu$).

Если аксиально-векторный ток сохраняется, то

$$\sum_i \left\langle \frac{\partial J_i}{\partial x_i} \right\rangle = C(p^2) \sum_i p_i p_i = 0, \quad (7.53)$$

но, поскольку $\sum p_i p_i = -m_\pi^2$, $C(p^2)$ должно обращаться в нуль.

Таким образом, если аксиально-векторный ток сохраняется, распады $\pi \rightarrow \mu + \nu$ и $\pi \rightarrow e + \nu$ вопреки экспериментальным фактам не должны происходить. В этом

* Более точная трактовка [219] привела к связи между аксиально-векторной, пион-нуклонной и пион-лептонной константами связи.

случае для π^+ возможен был бы только один тип распада: $\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu$, а продолжительность жизни π^+ была бы около 1 сек (в вакууме). Конечно, π^0 -мезон и в этом случае распался бы на два γ -кванта с $t \sim 10^{-16}$ сек, а доминирующим типом преобразования π^- -мезона были бы реакции с ядрами. Есть занимательное упреждение: изучить свойства гипотетической вселенной, в которой сохраняется аксиально-векторный ток.

Гипотеза Кабиббо [101]. Как было отмечено, эффективные константы связи для ядерного β -распада и μ -распада слегка отличаются. Ситуация намного хуже, когда мы сравниваем скорости лептонных распадов с сохраняющейся и несохраняющейся странностью. При предположении об универсальности слабых взаимодействий оказывается, что скорость таких распадов, как

$$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad \text{и} \quad K^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e, \quad (7.54)$$

для которых $|\Delta S|=1$, в 20—40 раз меньше скорости аналогичных процессов с $\Delta S=0$ (см. разд. 6.5):

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad \text{и} \quad \pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e. \quad (7.55)$$

Известно также, что процессы

$$\Lambda \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad \text{и} \quad \Sigma^- \rightarrow n + e^- + \bar{\nu}_e, \quad (7.56)$$

для которых $|\Delta S|=1$, также протекают в 20—40 раз медленнее, чем распад нейтрона $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$, для которого $\Delta S=1$. Почему процессы с $|\Delta S|=1$ так сильно замедлены? Может быть, за это ответственно влияние сильных взаимодействий? Действительно, можно показать, что теория СВТ неприменима к процессам с $|\Delta S|=1$; следовательно, не только аксиально-векторное, но и векторное взаимодействие также не сохраняется и подлежит перенормировке в процессах с $|\Delta S|=1$. Однако последние успехи SU_3 -симметрии определенно приводят к выводу о приближенном равенстве сильных взаимодействий для гиперонов и нуклонов, а также для каонов и пионов. Таким образом, трудно представить себе, как одной лишь перенормировкой можно объяснить наблюдаемое на опыте большое расхождение между скоростями распадов в процессах $|\Delta S|=1$ и с $\Delta S=0$. Вероятно, должен быть поставлен вопрос о модификации УФВ.

Кабиббо на основании произведенного им анализа лептонных распадов предложил очень привлекательную

гипотезу, опирающуюся на унитарную симметрию. Он постулировал, что кажущаяся несостоятельность универсальности взаимодействия, которая была описана выше, может быть вызвана наивностью нашей попытки рассматривать наблюдаемые частицы (они такими представляются в результате нарушения SU_3 -симметрии) в качестве фундаментальных частиц. Чтобы проиллюстрировать эту точку зрения, рассмотрим для простоты пару мезонов π^+ , K^+ (конечно, теперь хорошо известно, что эти частицы являются положительно заряженными членами октета, который, вообще говоря, состоит из π^+ , π^0 , π^- , η , K^+ , K^0 , \bar{K}^0 и K^-). Вернемся теперь к рассмотрению упомянутых ранее распадов $K \rightarrow \mu \nu$ и $\pi \rightarrow \mu \nu$, близкого следуя рассуждениям Кабиббо [101]. Гамильтониан взаимодействия для распадов обоих типов можно записать в виде

$$H = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_i [g_\pi <0 | J_i | \Psi_{\pi^+} > + g_K <0 | J_i | \Psi_{K^+} >] \times \tilde{\Psi}_\mu \gamma_i (1 + \gamma_5) \Psi_\nu, \quad (7.57)$$

где g_π и g_K — константы связи, характеризующие рассмотренные выше токи. До 1963 г. считали, что в случае УФВ $g_\pi = g_K$. Однако теперь мы знаем, что, если взаимодействие строго подчиняется SU_3 -инвариантности, оба заряженных мезона (а в действительности все восемь членов этого мезонного октета) должны были бы иметь одну и ту же массу. Считают, что разность масс K^+ и π^+ обусловлена взаимодействием, нарушающим SU_3 . В SU_3 -приближении, действительно, нет оснований в качестве фундаментальных частиц выбрать π^+ и K^+ . В самом деле, при таком искусственном предположении более естественно выбрать в качестве фундаментальных частиц две ортогональные комбинации

$$\Psi_{\pi^+} = \frac{g_\pi \Psi_\pi + g_K \Psi_K}{\sqrt{g_\pi^2 + g_K^2}}, \quad \Psi_{K^+} = \frac{g_K \Psi_\pi - g_\pi \Psi_K}{\sqrt{g_\pi^2 + g_K^2}}. \quad (7.58)$$

Гамильтониан, характеризующий распад, можно представить так:

$$H = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_i \sqrt{g_\pi^2 + g_K^2} <0 | J_i | \Psi_{\pi^+} > \times \tilde{\Psi}_\mu \gamma_i (1 + \gamma_5) \Psi_\nu. \quad (7.59)$$

Следовательно, K^+ -мезон должен быть стабильным относительно распада на $\mu\nu$, когда амплитуда, характеризующая распад π^+ -мезона, имеет максимальное значение.

Конечно, мы не можем ожидать, что $g_K = g_\pi$, если исходить только из теории УФВ. Вместо этого можно, для удобства, ввести обозначения

$$g_0 = \sqrt{g_\pi^2 + g_K^2}, \quad g_\pi = g_0 \cos \theta, \quad g_K = g_0 \sin \theta. \quad (7.60)$$

Угловой параметр θ определяет отношение констант связи для распадов $K \rightarrow \mu + \nu$ и $\pi \rightarrow \mu + \nu$, или, точнее, для процессов с $|\Delta S|=1$ и $|\Delta S|=0$. Таким образом,

$$\frac{g_{|\Delta S|=1}}{g_{|\Delta S|=0}} = \operatorname{tg} \theta. \quad (7.61)$$

Если $\theta=0^\circ$, то отсутствуют процессы, для которых $|\Delta S|=1$, если $\theta=45^\circ$, константы связи для процессов с $|\Delta S|=0$ и $|\Delta S|=1$ равны, и, наконец, если $\theta=90^\circ$, отсутствуют процессы с $|\Delta S|=0$.

Угловой параметр θ , который дает отношение интенсивностей этих двух токов, может быть определен, если известны скорости лептоных распадов. Из сравнения скоростей распадов $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu^0$ и $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu^0$ (они происходят под влиянием аксиально-векторного взаимодействия, так как K^+ и π^+ — псевдоскалярные частицы) можно получить θ_A :

$$\frac{P_{K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu^0}}{P_{\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu^0}} = \operatorname{tg}^2 \theta \frac{m_K (1 - m_\mu^2/m_K^2)^2}{m_\pi (1 - m_\mu^2/m_\pi^2)^2}. \quad (7.62)$$

Множитель, учитывающий объем фазового пространства (зависящий от m_K и m_π), был рассмотрен в разд. 6.4. Подставляя численные значения, получаем $1,2 = 18 \operatorname{tg}^2 \theta_A$, откуда $\theta_A \sim 0,26 \text{ рад}$. Соответствующий угол θ_V для векторного взаимодействия можно получить из сравнения скоростей распадов $K^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e$ и $\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e$; оказалось, что $\theta_V = 0,26 \text{ рад} = \theta_A$.

Теперь сравним μ -распад с ядерным β -распадом. Поскольку μ -мезон не является странной частицей, с ним связан весь слабый ток. Таким образом, для μ -распада $g_\mu = g_0$. С другой стороны, для β -распада нейтраль-

ного бариона слабый ток должен быть распределен между процессами:

$$\bar{n} \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e, \quad \Delta S = 0; \quad (7.63)$$

$$\Lambda \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e, \quad \Delta S = 1; \quad (7.64)$$

$$\Sigma^0 \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e, \quad \Delta S = 1. \quad (7.65)$$

(Распад (7.65) трудно наблюдать, так как он сильно подавлен распадом $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$, а распад $\Xi^0 \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$, вероятно, не может происходить, так как для него $\Delta S = -2$.) Итак, константа векторной связи g_V для ядерного β -распада, обусловленного током с сохраняющейся странностью, равна уже не g , а $g_V = g_0 \cos \theta = 0,966 g$.

Можно сформулировать этот результат следующим образом: ток слабого взаимодействия в μ -распаде обладает единицей «слабого заряда» g_0 , а в мезонном и барионном распадах слабый ток распределяется между токами с $\Delta S=0$ и $\Delta S=1$, т. е.

$$g_{\Delta S=0} = g_0 \cos \theta, \quad g_{\Delta S=1} = g_0 \sin \theta. \quad (7.66)$$

Относительная разность между g_μ и g_V (в процентах) равна

$$\frac{g_\mu - g_V}{g_\mu} = \frac{g_0 - g_0 \cos \theta}{g_0} = 3,4\%. \quad (7.67)$$

Это значение больше наблюдаемого на опыте расхождения в 2,2%, о котором шла речь в разделе о равенстве g_V и g_A . Однако было высказано предположение [388], что угловой параметр θ_V (а также θ_A) должен быть немного уменьшен (примерно на 20%) из-за незначительного нарушения SU_3 -симметрии. В результате

$$g_V \sim 0,98 g_0. \quad (7.68)$$

Эта связь находится в очень хорошем соответствии с экспериментально установленным расхождением констант связи. Поэтому создается впечатление, что гипотеза Кабиббо объясняет поведение слабой компоненты процессов с $|\Delta S|=1$ и расхождение между g_V и g_0 (после введения радиационных поправок).

**7.4. ПРЕДПОЛОЖЕНИЕ О ПРОМЕЖУТОЧНОМ БОЗОНЕ.
ОТКРЫТИЕ ДВУХ НЕЙТРИНО В РЕАКЦИЯХ
С УЧАСТИЕМ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ НЕЙТРИНО**

Возможность существования промежуточного бозона. Отличительной особенностью слабых взаимодействий является участие четырех частиц в «элементарном» процессе (в электромагнитном процессе, в котором излучается только один квант, участвуют только три частицы). Было найдено, что в области низких энергий лагранжиан строго соответствует точечному взаимодействию. Однако в области высоких энергий должно произойти нарушение локальности четырехфермионного взаимодействия из-за того, что перестает выполняться так называемое *условие унитарности*. Как это происходит? Прежде всего следует обратить внимание, что, согласно локальной теории слабых взаимодействий, сечение возрастает пропорционально объему фазового пространства, т. е. пропорционально квадрату импульса p в Ц-системе.

Рассмотрим теперь процесс захвата $\bar{\nu}$ протоном:

$$\bar{\nu} + p \rightarrow e^+ + n. \quad (7.69)$$

Согласно (5.38), сечение этого процесса

$$\sigma \sim \frac{4G^2}{\pi} \left(\frac{\hbar}{mc} \right)^2 \frac{E_e^2}{(mc^2)^2}, \quad (7.70)$$

где E_e — энергия испущенного e^+ (предполагается, что $E_e \gg mc^2$), кроме того, здесь учитывается, что

$$|M|^2 = |\int |1|^2 + |\int \sigma|^2 = 4. \quad (7.71)$$

Соотношение (7.71) выполняется только тогда, когда отдачи нуклона можно пренебречь, т. е. при условии, что энергия электрона намного меньше энергии отдачи нуклона. В этом случае энергии электрона и нейтрино примерно равны. Поэтому можно записать

$$\sigma \sim G^2 \left(\frac{\hbar}{mc} \right)^2 \epsilon_\nu^2, \quad (7.72)$$

где ϵ_ν — энергия нейтрино, выраженная в mc^2 , а числовые множители опущены.

Предположение о точечном взаимодействии означает, что реакция может быть вызвана только S -волной. Максимум

возможного сечения, обусловленного S -волной при энергии ϵ , определяется с точностью до числового множителя предельным сечением, устанавливаемым условием унитарности,

$$\sigma \leq \lambda^2 \sim \left(\frac{\hbar}{mc} \right)^2 \frac{1}{\epsilon_\nu^2}. \quad (7.73)$$

Очевидно, в конце концов непрерывно возрастающее из-за увеличения объема фазового пространства, сечение превысит верхний предел, устанавливаемый условием унитарности. Этот предел будет достигнут, когда $\epsilon \sim G^{-1/2} \sim 5 \cdot 10^6$, что соответствует энергии нейтрино примерно в 300 Гэв. (В действительности, однако, если энергия нейтрино превышает энергию, соответствующую массе нуклона, становятся существенными релятивистские эффекты, вследствие чего σ обратно пропорционально ϵ , а не ϵ_ν^2 .) С физической точки зрения это не имеет смысла, так как означает, что число захватываемых нейтрино больше их числа в падающем пучке. Таким образом, либо неприменимо основанное на теории возмущений разложение σ (т. е. σ уже нельзя считать пропорциональным g^2), либо взаимодействие не чисто точечное.

Эту трудность можно преодолеть, если предположить, что слабые взаимодействия осуществляются с помощью промежуточного бозона, в результате чего взаимодействие утрачивает локальный характер. Возможность существования слабо связанного бозона W^\pm была рассмотрена еще в оригинальной работе Юкавы [465]. Например, процесс распада мюона можно рассматривать скорее как двухступенчатый, чем элементарный. Сначала образуется промежуточный бозон W , который затем распадается на две частицы. Таким образом, распад μ -мезона можно представить в виде

$$\mu^- \rightarrow W^- + \nu, \quad W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}, \quad (7.74)$$

а процесс в целом можно записать так (рис. 7.7):

$$\mu^- + \bar{\nu} \rightleftharpoons W^- \rightleftharpoons e^- + \bar{\nu}. \quad (7.75)$$

Ядерный β -распад можно представить аналогично:

$$n + \bar{p} \rightleftharpoons W^- \rightleftharpoons e^- + \bar{\nu}. \quad (7.76)$$

До своего распада бозон W смещается на малое, но конечное расстояние, поэтому электрон образуется в

точке, несколько отличающейся от той, в которой исчезает μ^- -мезон, а это означает, что β -взаимодействие в целом несколько нелокально. В этом случае условие унитарности уже может не нарушаться при высокой энергии. Отметим, что, поскольку продолжительность жизни W^- очень мала, к промежуточному состоянию

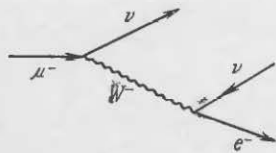


Рис. 7.7. Фейнмановская диаграмма μ^- -распада с участием промежуточного бозона.

неприменим закон сохранения энергии*. Таким образом, промежуточный бозон должен быть виртуальным и, в действительности, не должен появляться. Конечно, не исключено, что такая частица просто не существует. Приведем общие свойства гипотетического бозона, установленные Ли и Янгом [284].

1. Должно существовать не менее двух бозонов — W^+ и W^- ;

2. Время жизни W должно быть очень коротким (верхний предел $\leq 10^{-18}$ сек) можно оценить, предполагая, что для W константа связи $g = m_W \sqrt{G}$, причем $m_W \sim 1000 m_e$).

3. Масса W должна быть больше массы K (это обеспечивает отсутствие быстрого распада $K^+ \rightarrow W^+ \gamma$).

4. Промежуточный бозон должен быть векторной частицей (спин $S=1$), чтобы взаимодействие было типа VA ; скалярный ($S=0$) бозон давал бы комбинацию S - и P -взаимодействий.

5. Электронный спектр μ -распада (а также других слабых процессов) требует введения небольшой поправки (это следует из гипотезы существования промежуточного бозона). Расчеты показывают, что параметр Мишеля $\rho = \frac{3}{4}$ следует заменить выражением $\frac{3}{4} + \frac{1}{3} \frac{m_\mu}{m_W}$.

* В релятивистски инвариантной фейнмановской технике в промежуточном состоянии сохраняются обе величины, энергия и импульс, но связь между энергией и импульсом неприменима к частице W с массой покоя, отличной от нуля.

Если $m_W \sim 4000 m_e$, величина ρ должна измениться на 0,1%. Это слишком малое для экспериментальной проверки изменение.

6. Сечение реакций с участием нейтрино должно сильно возрастать, когда начинает возникать W , благодаря образованию пар W^+ и e^- в кулоновском поле ядра-мишени: $\nu + Z \rightarrow W^+ + e^- + Z$. Например, для нейтрино с $k \gg 2 \text{ ГэВ}$, сечение реакции для $Z=26$ по порядку величины равно 10^{-35} см^2 [283].

Существование промежуточного бозона может устроить трудность, связанную с нарушением унитарности, но Фейнберг [180] обратил внимание на то, что при его наличии относительная вероятность различных ветвей распада мюонов $\mu \rightarrow e + \gamma$ и $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$ по порядку величины должна быть равна

$$\frac{1}{24\pi} \cdot \frac{e^2}{\hbar c} \sim 10^{-4},$$

если мюонные нейтрино не отличаются от электронных.

Вопрос о существовании двух нейтрино. Электромагнитный распад мюона

$$\mu \rightarrow e + \gamma \quad (7.77)$$

никогда не наблюдался. Можно считать, что верхний предел для относительной вероятности распада меньше 10^{-8} [39, 118, 197]. Если W^\pm существуют, облако W , окружающее μ -мезон (сам μ -мезон или электрон), может испустить фотон; это приведет к распаду (7.77), который можно представить диаграммами Фейнмана (рис. 7.8).

Почему же относительная вероятность этого распада так мала? Важно обратить внимание на то, что, хотя трудность, связанная с малой вероятностью электромагнитного распада мюона, возникает в связи с постулатом о существовании W^\pm , Ли и Янг указали, что в действительности любая нелокальность четырехфермионного взаимодействия приводит к тем же затруднениям: малой относительной вероятности электромагнитного распада мюона.

Можно предположить, что существует по крайней мере два типа нейтрино с той же спиральностью [283]; это означает, что испускаемые в двух видах μ -распада нейтрино являются частицами различного типа. Если принять это предположение, μ^+ -мезон может превращаться в $\mu^+ + \nu_\mu$ или $e^+ + \nu_e$.

Относительно ν_e (β -распад) нам известно, что его масса мала (если она отлична от нуля), т. е. $m_{\nu_e} < 250 \text{ эв}$ (см. разд. 2.5). О ν_μ мы знаем значительно меньше. Можно лишь считать, что верхний предел для его массы меньше $3,5 \text{ Мэв}$ [29]. Если высказанное предположение правильно, то только что обсуждавшаяся нереализуемость прямого процесса $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$ непосредственно следует из диаграммы Фейнмана (см. рис. 7.8), когда поглощенное и испущенное нейтрино не одинаковы.

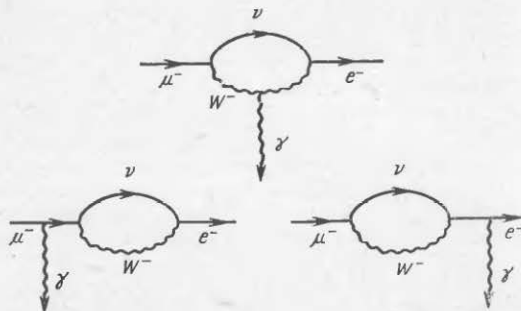


Рис. 7.8. Фейнмановские диаграммы электромагнитного распада мюона $\mu \rightarrow e + \gamma$ с участием промежуточного бозона.

Двухнейтринный эксперимент. Гипотеза о существовании двух нейтрино была недавно блестяще подтверждена в эксперименте с использованием нейтрино высоких энергий. В этом эксперименте получали узкий нейтринный пучок, возникающий в результате распада пионов высоких энергий на лету (пионы высоких энергий порождают нейтрино, энергия которых, в лабораторной системе координат с равной вероятностью попадает в интервал от нуля до значения, которое составляет 45% энергии пионов, а направление очень мало отличается от направления пучка пионов). Например, пионы с энергией 1 Гэв будут испускать нейтрино со средней энергией 220 Мэв , причем почти половина нейтрино попадет в конус, у которого половина угла при вершине составляет 7° . Возможность осуществления та-

кого нейтринного эксперимента была независимо указана Понтекорво [355] и Шварцем [395]. Если существуют нейтрино только одного типа, то в результате нейтринного взаимодействия мюоны и электроны должны были бы возникать в равных количествах. В случае наличия двух типов нейтрино нейтринный пучок, образующийся в результате распада $\pi \rightarrow \mu$, состоит только из нейтрино типа ν_μ и поэтому не следует ожидать появления электронов.

В этом первом эксперименте (рис. 7.9) с нейтрино высоких энергий пионы были получены с помощью протонов, попадающих в бериллиевую мишень при энергии 15 Гэв . Возникающий поток частиц, движущихся в целом в одном и том же направлении к детектору, встречал на своем пути $13,5\text{-м}$ защиту из железа, расположенную на расстоянии 21 м от мишени. Нейтринные взаимодействия регистрировались искровыми камерами, расположенными за этой защитой. Каждый из ее десяти однотонных блоков имел 9 алюминиевых пластин размерами $112 \times 112 \times 2,5 \text{ см}$, разделенных прокладками из органического стекла (люцита) толщиной $1,9 \text{ см}$. Счетчики, запускающие систему, были размещены между смежными камерами.

Прежде всего следовало определить число и энергетический спектр нейтрино, образующихся в результате распадов $\pi \rightarrow \mu$ и $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu/\bar{\nu}$. Для распадов $\pi \rightarrow \mu$ это число подсчитано на основании определения числа пионов, образующихся за единицу времени [37], и геометрии опыта. При определении количества нейтрино, испускаемых в K -распадах, была произведена только оценка (рис. 7.10). Желательно также иметь некоторое представление о сечении рассматриваемой нейтринной реакции. Расчеты [283], основанные на гипотезе сохраняющегося векторного тока и информации, полученной из опытов по рассеянию электронов, дали для реакций $\nu + n$ и $\nu + p$ две кривые, изображенные на рис. 7.11. Сечение по порядку величины равно 10^{-38} см^2 .

Важно установить строгие геометрические критерии, которые позволили бы утверждать, что событие, зарегистрированное искровой камерой, вызвано нейтрино. Эти критерии требуют, чтобы событие происходило внутри некоторого объема, границы которого должны лежать на расстоянии 10 см от передней и задней стенок каме-

* См. сноски на стр. 152 и 160. — Прим. перев.

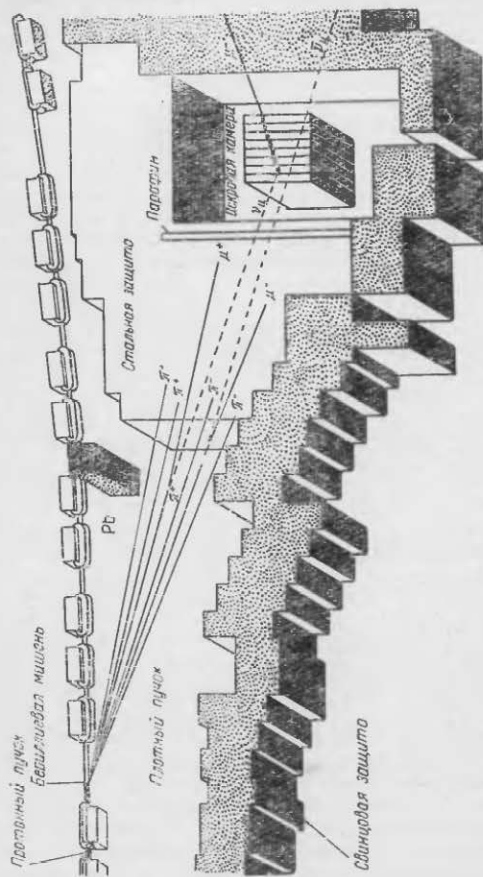


Рис. 7.9. Общий вид расположения приборов в нейтринном эксперименте.

ры и на расстоянии 5 см от верхней и нижней. Поэтому первые два промежутка не должны регистрировать событий, чтобы исключить регистрацию процессов, которые возникли вне камеры.

Под влиянием $3,48 \cdot 10^{17}$ ускоренных протонов было зарегистрировано 29 «одиночных» мюонных треков с $p > 300$ Мэв/с и 22 «вершинки», которые можно приписать нейтринным взаимодействиям. Есть ряд убедитель-

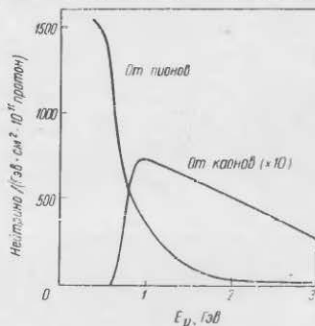


Рис. 7.10. Спектр нейтрино, ожидаемый от установки, изображенной на рис. 7.9, для энергии протонов на 15 Гэв, взаимодействующих с бериллием.

ных аргументов, подтверждающих, что наблюдавшиеся треки вызваны не космическими лучами или нейтронами, а мюонами, порожденными нейтрино. Внешний вид одиночных мюонных треков с импульсом, превышающим 300 Мэв/с, существенно отличается от ливней, вызываемых одиночными электронами высоких энергий.

При $\nu_\mu = \nu_e$ должно было бы возникнуть примерно 29 электронных ливней со средней энергией, превышающей 400 Мэв. Вместо этого было обнаружено только 6 ливней. Кроме того, по расположению некоторых искровых разрядов эти шесть ливней совершенно не похожи на ливни, образуемые электронами со средней энергией, превышающей 400 Мэв. Поэтому наиболее правдоподобное объяснение отсутствия электронных ливней (и к тому же единственное, которое приводит к

сохранению универсальности слабых взаимодействий) заключается в предположении, что $\nu_{\mu} \neq \nu_e$. Итак, можно считать, что *существует по крайней мере два типа нейтрино*. Если $\nu_{\mu} \neq \nu_e$, можно ν_{μ}, ν_e, μ и e приписать различные квантовые числа. В этом случае легко понять, почему распад $\mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \gamma$ запрещен.

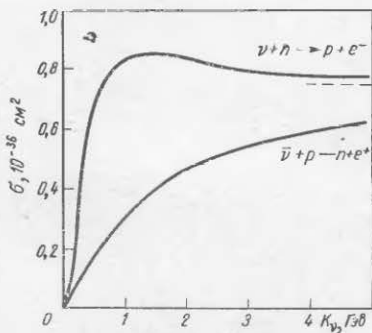


Рис. 7.11. Сечение поглощения нейтрино, согласно Ли и Янгу [283]; пунктиром показан предел σ при $K_{\nu} \rightarrow \infty$.

Этот эксперимент с использованием нейтрино высоких энергий очень важен, так как он открыл совершенно новый путь исследования слабых взаимодействий. Его успех, несомненно, поднял наше понимание природы слабых взаимодействий на новый уровень.

В 1963 г. группе из ЦЕРН удалось значительно увеличить поток нейтрино высоких энергий магнитной фокусировкой пионов с помощью острого «нейтронного рупора», предложенного Ван дер Меером. Рупор состоит из двух коаксиальных конических проводников. По внутреннему конусу, образующего которого составляет с осью угол $2,5^{\circ}$, идет ток, достигающий 300 ка . Мишень расположена в насадке рупора. Вылетающие из мишени вторичные частицы (пионы и каоны в рассматриваемом случае), направление которых образует с осью угол, превышающий $2,5^{\circ}$, попадают в азимутальное магнитное поле, находящееся между внутренним и внешним

проводниками. В зависимости от знака заряда они отклоняются либо к оси, либо испытывают дальнейшую дефокусировку. На те частицы, направление движений которых образует с осью угол меньше $2,5^{\circ}$, магнитное поле не действует. В этом исследовании были использованы большая искровая камера (45 т) и фреоновая пузырьковая камера (500 л). Вероятность того, что $\nu_e = \nu_{\mu}$ меньше 2%, если воспользоваться данными пузырьковой камеры. На основании данных, полученных с помощью искровой камеры, можно оценить достоверность того, что $\nu_e \neq \nu_{\mu}$; она не меньше 99%.

$\nu_{\mu} \neq \nu_{\mu}$. Проверка сохранения числа мюонных лептонов была осуществлена в результате определения знака заряда μ -образных частиц. Если мюонное число сохраняется, то можно ожидать, что в пучке π^+ -мезонов будут происходить превращения:

$$\pi^{+} \rightarrow \mu^{+} + \nu_{\mu} \quad (7.78)$$

(для $\mu^{+} \quad l = -1$, а для $\nu_{\mu} \quad l = +1$),

$$\nu_{\mu} + n \rightarrow \mu^{-} + p \quad (7.79)$$

(для $\nu_{\mu} \quad l = +1$, а для $\mu^{-} \quad l = -1$).

Было найдено, что $(92 \pm 4)\%$ μ -образных частиц, зарегистрированных в искровой камере, имеют отрицательный заряд. Предполагалось, что примесь μ^{+} -частиц, порождаемых ν_{μ} , должна достигать 5%; кроме того, некоторые из положительно заряженных частиц могли оказаться π^{+} -мезонами и протонами. Таким образом, создается впечатление, что сохранение мюонных лептонов выполняется с большой точностью.

Возможность существования промежуточного W -бозона. Возникновение промежуточного W -бозона обусловлено J_{λ} - или j_{λ} -токами (см. стр. 292). Примененный в ЦЕРН и Брукхейвене метод исследования заключается в использовании нейтрино высоких энергий

$$\nu_{\mu} + Z \rightarrow W^{+} + \mu^{-} + Z \quad (\text{или } Z^{*}),$$

где Z обозначает ядро-мишень, а Z^{*} — одно из его возбужденных состояний (включающее испущенную частицу). В основу детектирования W -бозона положен его лептонный распад

$$W^{+} \rightarrow l^{+} + \nu_e.$$

Поэтому процесс образования μ -мезонов можно рассматривать как процесс образования лептонной пары* (рис. 7.12). Поскольку продолжительность жизни W -бо-

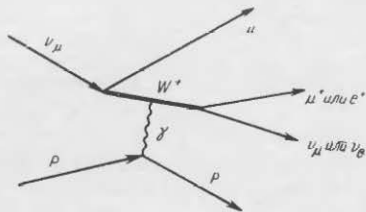


Рис. 7.12. Образование двух лептонов под влиянием промежуточного бозона.

зона очень мала ($< 10^{-18}$ сек), наблюдаемый процесс можно представить в виде

$$\nu_{\mu} + Z \rightarrow \mu^{-} + \mu^{+} + \nu_{\mu} + Z \quad (\text{или } Z^{*})$$

и

$$\nu_{\mu} + Z \rightarrow \mu^{-} + e^{+} + \nu_{e} + Z \quad (\text{или } Z^{*}).$$

Убедительные доказательства существования лептонных пар никак не опубликованы, поэтому мы не имеем экспериментального обоснования существования W -бозона. Так как вероятность образования таких лептонных пар зависит от массы W , на основании верхнего предела сечения его рождения (при доступных в настоящее время энергиях) можно считать, что минимальное значение $M_W \geq 1,8$ Гэв [58, 66]. Если подтвердится существование W -бозона, то это приведет к далеко идущим следствиям.

* Возможны и такие нейтрино реакции, которые приводят к лептонным парам без образования W -бозона. Однако теоретическая оценка дала для сечения такой реакции значение, не превышающее 0,05% сечения доминирующего процесса $\nu_{\mu} + n \rightarrow p + \mu^{-}$ в доступной в настоящее время области энергий нейтрино [463].

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

НЕРЕЛЯТИВИСТСКИЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ

1.1. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ

Трансформационные свойства различных величин (скаляр, вектор и т. д.) относительно вращения, пространственной инверсии или обращения времени имеют существенное значение для понимания теории β -распада. В этом разделе мы рассмотрим такие преобразования с нерелятивистской точки зрения и подчеркнем физиче-

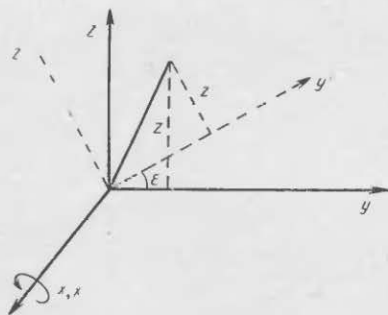


Рис. П.1.1. Бесконечно малые вращения.

ский смысл, связанный с каждым преобразованием. Более общий случай релятивистских преобразований рассмотрен в Приложении 3.

Вращение и пространственная инверсия. Рассмотрим правую систему координат x, y, z и предположим, что, вращая ее против часовой стрелки относительно оси x , мы совместим ее с системой x', y', z' (рис. П.1.1). Очевидно, что можно осуществить любое вращение с по-

мощью суперпозиции бесконечного числа бесконечно малых вращений, изображенных на рис. П.1.1. Поэтому все инвариантные свойства, установленные для бесконечно малых вращений, распространяются и на конечные вращения. Кроме того, можно произвести и пространственную инверсию, при которой координатные оси просто меняют свое направление.

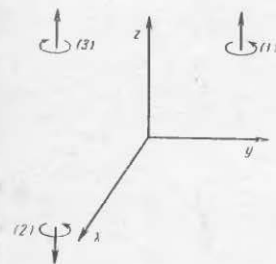


Рис. П.1.2. Зеркальное отражение, эквивалентное комбинации пространственной инверсии и вращения:

(1) → (2) — инверсия относительно начала координат; (2) → (3) — поворот на 180° относительно оси y ; (1) → (3) — зеркальное отражение в плоскости xz .

ной инверсии координат $\mathbf{r} \rightarrow \mathbf{r}'$ преобразуется по закону $f(\mathbf{r}) \rightarrow f'(\mathbf{r}')$, где $f'(\mathbf{r}') = f'(\mathbf{r}) = f(\mathbf{r})$. Ясно, что произвольная функция $f(r)$ абсолютной величины r радиуса-вектора \mathbf{r} — инвариант.

Скаляр. Скаляром называется величина $f(\mathbf{r})$, которая при вращении или пространственной инверсии координат $\mathbf{r} \rightarrow \mathbf{r}'$ преобразуется по закону $f(\mathbf{r}) \rightarrow f'(\mathbf{r}')$. Если, кроме того, $f'(\mathbf{r}) = f(\mathbf{r})$, рассматриваемая величина является инвариантом. Любой инвариант является скаляром, но не все скаляры инварианты. Например, плотность $\rho(\mathbf{r}) = \rho(x, y, z)$ — скаляр, но она будет инвариантом при одном условии: ρ должно зависеть только от r . Большинство рассматриваемых здесь скаляров являются инвариантами, поэтому мы не будем делать различия между этими величинами.

Вектор. Вектор — величина, характеризующаяся величиной и направлением. Его можно разложить на три

компоненты по трем координатным осям. Соответствующей комбинацией этих двух операций можно осуществить любое нерелятивистское преобразование, оставляющее неизменным начало координат и сохраняющее все длины. Например, *зеркальное отражение* плоскости xz можно получить, комбинируя пространственную инверсию с вращением на 180° (рис. П.1.2). Теперь рассмотрим, как преобразуются различные величины при такой операции.

И н в а р и а н т. Инвариант представляет собой величину $f(\mathbf{r})$, которая при вращении и пространственной

компоненты по трем координатным осям, причем эти компоненты при вращении и пространственной инверсии преобразуются как координаты x, y, z .

При бесконечно малом (происходящем против часовой стрелки) вращении относительно оси x

$$x' = x, \quad y' = y + \varepsilon z, \quad z' = z - \varepsilon y \quad (\text{П.1.1})$$

и

$$x = x' \quad y = y' - \varepsilon z' \quad z = z' + \varepsilon y. \quad (\text{П.1.2})$$

Эти соотношения выполняются с точностью до членов порядка ε . Мы пренебрегли членами более высокого порядка, так как для бесконечно малых преобразований они малы по сравнению с членами, содержащими ε .

При пространственной инверсии

$$x' = -x, \quad y' = -y, \quad z' = -z. \quad (\text{П.1.3})$$

Линейные смещения, скорости и силы являются векторами. Иногда их называют *полярными* векторами, чтобы отличать от *аксиальных* векторов.

Аксиальный вектор. Аксиальный вектор, или псевдовектор, подобен полярному вектору в том, что он характеризуется величиной и направлением и имеет три компоненты, которые при вращении системы преобразуются, как координаты. Однако эти компоненты не меняют знака при пространственной инверсии. Все векторные произведения двух векторов $\mathbf{A} \times \mathbf{B}$, такие, как угловой момент, являются аксиальными векторами.

Псевдоскаляр. Псевдоскаляр — величина, инвариантная относительно вращений, не меняющая знак при пространственной инверсии. Смешанное произведение трех векторов $\mathbf{A} \cdot \mathbf{B} \times \mathbf{C}$ является псевдоскаляром, так как каждый из этих векторов в отдельности меняет знак при пространственной инверсии. Это фактически скалярное произведение аксиального вектора и вектора.

Инвариантность четности. Предполагали, что все наблюдаемые физические величины должны быть *скалярами*, во всяком случае, относительно вращений, так как изолированный процесс, такой, например, как β -распад, действительно не может зависеть от абсолютной ориентации системы в пространстве. В конце концов известно, что пространство изотропно и однородно. Однако одной изотропности пространства недостаточно для ин-

вариантности относительно пространственной инверсии. С другой стороны, инвариантность относительно пространственной инверсии является прямым следствием предположения (считавшегося общепринятым до 1956 г.), что все физические законы имеют один и тот же вид в левых и правых системах координат. Лево-правая симметрия проявлялась в так называемом законе сохранения четности (см. разд. 1.4). Было найдено, что все процессы, обусловленные сильными ядерными и электромагнитными взаимодействиями, инвариантны относительно пространственной инверсии. Это подтверждало закон сохранения четности.

Как уже было отмечено, скаляр инвариантен относительно *обеих* операций: вращения и пространственной инверсии, но псевдоскаляр инвариантен только относительно вращения и меняет знак при пространственной инверсии. Появление во взаимодействии псевдоскалярной величины, среднее значение которой отлично от нуля, нарушает инвариантность относительно пространственной инверсии, а поэтому и закон сохранения четности. В β -распаде величина, содержащая скалярное произведение спина ядра (аксиальный вектор) и импульса (поляризованный вектор) β -частицы (например, $\mathbf{I} \cdot \mathbf{p}_\beta$), является псевдоскалярной величиной. Если среднее значение $\mathbf{I} \cdot \mathbf{p}_\beta$ не равно нулю, будет наблюдаться асимметричное распределение β -частиц относительно направления ядерного спина, означающее, что β -взаимодействие не инвариантно относительно пространственной инверсии. Иначе говоря, четность не сохраняется в β -распаде.

Обращение времени. Представляет интерес другая операция — обращение времени, которая в известном смысле меняет знак времени. На основании представлений классической механики нетрудно видеть, что в результате такого обращения меняют знак все скорости, а также угловые моменты. Однако все же предполагают, что физические законы инвариантны относительно обращения времени*. Таким образом, присутствие в β -распаде не обращающегося в нуль среднего значения $\mathbf{I} \cdot \mathbf{p}_\beta$ не противоречит инвариантности относительно обращения времени. С другой стороны, смешанное скалярное произведение, содержащее спин и два импульса, например $\mathbf{I}_i \cdot \mathbf{p}_j \times \mathbf{p}_k$, инвариантно относительно пространствен-

ной инверсии, но не инвариантно относительно обращения времени. Такой член пытались обнаружить в распаде поляризованных нейтронов, и его отсутствие как будто бы указывает, что β -взаимодействие инвариантно относительно обращения времени (см. разд. 4.7 и Приложение б).

1.2. МАТЕМАТИЧЕСКИЙ ФОРМАЛИЗМ

Теперь более подробно рассмотрим трансформационные свойства относительно вращений, пространственной инверсии и обращения времени. Прежде всего рассмотрим только что обсуждавшиеся бесконечно малые вращения.

Бесконечно малые вращения. Легко показать, что компоненты импульса преобразуются так же, как и координаты. Например,

$$\begin{aligned} p'_z &= \frac{\hbar}{i} \cdot \frac{\partial}{\partial z'} = \frac{\hbar}{i} \left(\frac{\partial y}{\partial z'} \cdot \frac{\partial}{\partial y} + \frac{\partial z}{\partial z'} \cdot \frac{\partial}{\partial z} \right) = \\ &= \frac{\hbar}{i} \left(-\varepsilon \frac{\partial}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} \right) = p_z - \varepsilon p_y. \end{aligned} \quad (П.1.4)$$

Аналогично получим для углового момента

$$\begin{aligned} L'_z &= x' p'_y - y' p'_x = x(p_y + \varepsilon p_z) - (y + \varepsilon z) p_x = \\ &= L_z - \varepsilon L_y. \end{aligned} \quad (П.1.5)$$

Рассмотрим теперь влияние вращения на волновую функцию $\psi(\mathbf{r})$. Предположим для простоты, что ψ описывает отдельную бесспиновую частицу, тогда

$$\psi(\mathbf{r}) = \psi(x, y, z) = \psi(r, \theta, \varphi), \quad (П.1.6)$$

где θ и φ — обычные полярные углы. Затем повернем координатную систему (против часовой стрелки) на угол ε вокруг оси z . Введем обозначение для преобразованной волновой функции:

$$\psi'(r, \theta, \varphi) = \psi(r, \theta, \varphi + \varepsilon). \quad (П.1.7)$$

Ясно, что с точностью до членов порядка ε

$$\psi'(r) = \left(1 + \varepsilon \frac{\partial}{\partial \varphi} \right) \psi(r) = (1 + i\varepsilon L_z) \psi(r) \quad (П.1.8)$$

(угловой момент выражен в единицах \hbar). Аналогично для бесконечно малого вращения относительно оси x (см. рис. П.1.1)

$$\psi'(r) = (1 + i\varepsilon L_x) \psi(r). \quad (П.1.9)$$

* См., однако, сноску на стр. 257.

Эрмитово-сопряженную преобразованную функцию можно записать в виде

$$\psi'_{\pm} = [(1 + ieL_x)\psi]^{\pm} = \psi^{\pm}(1 - ieL_x). \quad (\text{П.1.10})$$

(Для бесспиновой частицы $\psi^{\pm} = \psi^*$, где * обозначает комплексное сопряжение.) Таким образом,

$$\psi'^{\pm} \psi'_{\pm} = \psi^{\pm} \psi, \quad (\text{П.1.11})$$

т. е. относительно вращений $\psi^{\pm} \psi$ ведет себя как скаляр.

Рассмотрим более сложную билинейную комбинацию волновых функций $\langle \hat{O} \rangle = \psi^{\pm} \hat{O} \psi$, где \hat{O} — некоторый оператор. При вращении эта величина преобразуется следующим образом:

$$\begin{aligned} \psi'^{\pm} \hat{O} \psi' &= \psi^{\pm} (1 - ieL_x) \hat{O} (1 + ieL_x) \psi = \\ &= \psi^{\pm} \hat{O}' \psi = \langle \hat{O}' \rangle, \end{aligned} \quad (\text{П.1.12})$$

где с точностью до ϵ

$$\hat{O}' = (1 - ieL_x) \hat{O} (1 + ieL_x) = \hat{O} + ie[\hat{O}, L_x]_{-}, \quad (\text{П.1.13})$$

а $[A, B]_{-}$ — коммутатор, т. е.

$$[A, B]_{-} = AB - BA. \quad (\text{П.1.14})$$

(Отметим, что преобразованию подвергалась только волновая функция, а не оператор.) Если \hat{O} — скаляр, то

$$[\hat{O}, L_x]_{-} = -i \left(\hat{O} \frac{\partial}{\partial q_x} - \frac{\partial}{\partial q_x} \hat{O} \right) = i \frac{\partial \hat{O}}{\partial q_x} = 0 \quad (\text{П.1.15})$$

и $\hat{O}' = \hat{O}$. Если \hat{O} — вектор, тогда, например для z

$$\begin{aligned} \langle z' \rangle &= \langle z \rangle + ie \langle [z, L_x]_{-} \rangle = \langle z \rangle - \epsilon \langle y \rangle, \quad (\text{П.1.16}) \\ \langle L'_z \rangle &= \langle L_z \rangle - \epsilon \langle L_y \rangle. \end{aligned}$$

Следовательно, если относительно вращений \hat{O} ведет себя как скаляр (или вектор), то величина

$$\langle \hat{O} \rangle = \psi^{\pm} \hat{O} \psi \quad (\text{П.1.17})$$

при вращении преобразуется таким же способом. Легко проверить, что эти соотношения применимы к величинам типа $\psi_2^{\pm} \hat{O} \psi_1$, где ψ_1 и ψ_2 — различные волновые функции, а также к матричным элементам $\psi_2^{\pm} \hat{O} \psi_1 d^3r$.

Предположим теперь, что ψ — собственная функция L_z , т. е.

$$L_z \psi = m \psi. \quad (\text{П.1.18})$$

Выразим это соотношение через преобразованную в результате вращающия волновую функцию:

$$L_z (1 - ieL_x) \psi' = m (1 - ieL_x) \psi'. \quad (\text{П.1.19})$$

Умножив слева на $1 + ieL_x$ и используя свойства коммутаторов, получим с точностью до ϵ

$$(L_z + \epsilon L_y) \psi' = m \psi'. \quad (\text{П.1.20})$$

Отметим, что это уравнение *отлично* от уравнения, которое получается при простом преобразовании координатных осей:

$$L'_z \psi' = (L_z - \epsilon L_y) \psi' = m \psi'. \quad (\text{П.1.21})$$

Это различие в трансформационных свойствах вызвано тем, что эффект, обусловленный преобразованием *координатных осей*, противоположен результату влияния на волновую функцию самой системы по отношению к фиксированной координатной системе.

Частицы со спином $1/2$. До сих пор речь шла только о бесспиновых частицах, т. е. мы рассматривали волновые функции, зависящие только от координат. Если частица имеет собственный спин $s = 1/2$, можно показать с помощью очень естественного обобщения предыдущих рассуждений, что мы должны заменить оператор орбитального углового момента L полным угловым моментом J , который представляет векторную сумму орбитального и спинного угловых моментов

$$J = L + \frac{1}{2} \sigma, \quad (\text{П.1.22})$$

где σ — спиновый оператор Паули. Волновая функция для частицы со спином $1/2$ имеет две компоненты, которые могут быть представлены в виде «спинора»

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi^{(1)} \\ \psi^{(2)} \end{pmatrix}. \quad (\text{П.1.23})$$

Здесь $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$ обозначают амплитуды относительной вероятности того, что спин направлен вдоль или противоположно некоторой оси квантования, например оси z .

Поэтому спинные матрицы Паули могут быть представлены в виде

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (\text{П.1.24})$$

Таким образом,

$$\sigma_z \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_z \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = -\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (\text{П.1.25})$$

В таком случае трансформационные свойства волновых функций относительно бесконечно малых вращений вокруг оси x обычно записывают в виде

$$\psi' = (1 + i\epsilon J_x) \psi. \quad (\text{П.1.26})$$

Ясно также, что для любого оператора \hat{O} имеем

$$\langle \hat{O}' \rangle = \langle \hat{O} \rangle + i\epsilon \langle [\hat{O}, J_x]_- \rangle. \quad (\text{П.1.27})$$

Следовательно, гамльтониан инвариантен относительно вращений только в том случае, если он коммутирует с полным угловым моментом. В частности, если мы рассматриваем волновую функцию только в *начале координат*, так что она зависит только от спина и не зависит от координат, трансформационные свойства определяются соотношением

$$\psi' = \left(1 + \frac{1}{2} i\epsilon \sigma_x\right) \psi. \quad (\text{П.1.28})$$

Все только что полученные результаты остаются справедливы и после замены $L_i \rightarrow \sigma_i/2$, например

$$\begin{aligned} \langle \sigma'_z \rangle &= \langle \sigma_z \rangle + \frac{1}{2} i\epsilon \langle [\sigma_z, \sigma_x]_- \rangle = \\ &= \langle \sigma_z \rangle - \epsilon \langle \sigma_y \rangle. \end{aligned} \quad (\text{П.1.29})$$

Существует четыре билинейных произведения двухкомпонентных спиноров, а именно $\psi^{*(i)} \sim \psi^{(j)}$ с $i, j=1$ или 2 . Можно построить следующие линейно независимые комбинации:

$$\langle 1 \rangle = \psi^\dagger \psi = \psi^{*(1)} \psi^{(1)} + \psi^{*(2)} \psi^{(2)}, \quad (\text{П.1.30})$$

$$\langle \sigma_x \rangle = \psi^\dagger \sigma_x \psi = \psi^{*(1)} \psi^{(2)} + \psi^{*(2)} \psi^{(1)}, \quad (\text{П.1.31})$$

$$\langle \sigma_y \rangle = \psi^\dagger \sigma_y \psi = -i\psi^{*(1)} \psi^{(2)} + i\psi^{*(2)} \psi^{(1)}, \quad (\text{П.1.32})$$

$$\langle \sigma_z \rangle = \psi^\dagger \sigma_z \psi = \psi^{*(1)} \psi^{(1)} - \psi^{*(2)} \psi^{(2)}. \quad (\text{П.1.33})$$

Относительно вращений комбинация (П.1.30) ведет себя как скаляр, (П.1.31)–(П.1.33) — как компоненты аксиального вектора. Иногда более удобно использовать линейные комбинации матриц Паули

$$\begin{aligned} \sigma_0 &= \sigma_z, \quad \sigma_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} (\sigma_x + i\sigma_y) = \begin{pmatrix} 0 & \sqrt{2} \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \\ \sigma_{-1} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\sigma_x - i\sigma_y) = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ \sqrt{2} & 0 \end{pmatrix}. \end{aligned}$$

Хотя *каждая* из матриц σ_x и σ_y может увеличивать или уменьшать s_z на единицу, σ_1 и σ_{-1} изменяют s_z в определенном направлении

$$\langle \sigma_1 \rangle = \psi^\dagger \sigma_1 \psi = \sqrt{2} \bar{\psi}^{*(1)} \psi^{(2)},$$

$$\langle \sigma_{-1} \rangle = \psi^\dagger \sigma_{-1} \psi = \sqrt{2} \bar{\psi}^{*(2)} \psi^{(1)}.$$

Отметим, что в этом представлении $\sigma \cdot \sigma = \sum_m \sigma_m \sigma_{-m}$.

Пространственная инверсия. Рассмотрим операцию пространственной инверсии P , действие которой на волновую функцию заключается в том, что меняется знак всех координат

$$P\psi(\mathbf{r}, \sigma) = \psi(-\mathbf{r}, \sigma). \quad (\text{П.1.34})$$

При повторном действии эта операция приводит к первоначальной волновой функции. Таким образом, ясно, что (в отличие от бесконечно малого вращения) пространственная инверсия координатных осей совершенно эквивалентна пространственной инверсии системы относительно фиксированных координатных осей, при которой

$$x^P = -x, \quad p_x^P = -p_x, \quad (\text{П.1.35})$$

но

$$L_x^P = L_x, \quad (\text{П.1.36})$$

так как

$$y' \frac{\partial}{\partial z'} (-y) \left(-\frac{\partial}{\partial z} \right) = y \frac{\partial}{\partial z}. \quad (\text{П.1.37})$$

Преобразованный в результате пространственной инверсии матричный элемент

$$\begin{aligned} \langle \hat{O}^P(\mathbf{r}) \rangle &= \int (P\psi^\dagger(\mathbf{r}))^\dagger \hat{O}(\mathbf{r}) [P\psi(\mathbf{r})] d^3\mathbf{r} = \\ &= \int \psi^\dagger(-\mathbf{r}) \hat{O}(\mathbf{r}) \psi(-\mathbf{r}) d^3\mathbf{r}. \end{aligned} \quad (\text{П.1.38})$$

Сделав замену $\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}$, получим

$$\int \psi^\dagger(\mathbf{r}) \widehat{O}(-\mathbf{r}) \psi(\mathbf{r}) d^3r = \langle \widehat{O}(-\mathbf{r}) \rangle. \quad (\text{П.1.39})$$

Поскольку P не зависит от компонент спина,

$$\langle \sigma_x^P \rangle = \langle \sigma_x \rangle, \quad (\text{П.1.40})$$

т. е. компоненты углового момента не меняют знака при пространственной инверсии. Этим аксиальные векторы (например, угловой момент) отличаются от полярных векторов. В заключение следует отметить, что гамильтониан инвариантен относительно пространственной инверсии, если

$$H(-\mathbf{r}) = H(\mathbf{r}). \quad (\text{П.1.41})$$

Обращение времени. Волновая функция системы удовлетворяет уравнению Шредингера

$$H(t) \psi(t) = i\hbar \frac{\partial \psi(t)}{\partial t}. \quad (\text{П.1.42})$$

(Мы не будем указывать зависимость от \mathbf{r} .) При построении волновой функции, получающейся в результате обращения времени, мы не можем просто заменить $t \rightarrow -t$, так как в этом случае менялся бы знак энергии; это неприемлемый результат. Однако Вигнер обратил внимание на то, что можно ввести операцию обращения времени следующим образом:

$$\psi'(t) = T\psi(t) = \psi^*(-t). \quad (\text{П.1.43})$$

Так как ψ^* удовлетворяет уравнению

$$H^*(t) \psi^*(t) = -i\hbar \frac{\partial \psi^*(t)}{\partial t}, \quad (\text{П.1.44})$$

ясно, что ψ' — решение уравнения

$$H^*(-t) \psi' = i\hbar \frac{\partial \psi'}{\partial t}. \quad (\text{П.1.45})$$

Таким образом, волновая функция (П.1.43) удовлетворяет тому же уравнению, что и первичная волновая функция, если только

$$H^*(-t) = H(t). \quad (\text{П.1.46})$$

Если, как обычно, гамильтониан явно не зависит от времени, инвариантность относительно времени требует только, чтобы гамильтониан H был вещественным.

Частицы со спином $1/2$. Трансформационные свойства при обращении времени немного сложнее. При обращении времени все спины должны менять знак. Так как спиновые матрицы Паули σ_x и σ_z — вещественные, а σ_y — мнимая, ясно, что при переходе к комплексно-сопряженной ψ , меняет знак только среднее значение σ_y . Чтобы добиться того же для σ_x и σ_z , мы должны дополнительно повернуть систему координат на 180° относительно оси y ; это можно осуществить, умножив волновую функцию на σ_y или любую матрицу, отличающуюся от σ_y фазовым множителем. В частности, удобно использовать вещественную матрицу

$$i\sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{П.1.47})$$

Таким образом,

$$T\psi(t) = i\sigma_y \psi^*(-t).$$

Если рассмотреть частный случай, когда

$$\psi = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \exp \left[\frac{i}{\hbar} (\mathbf{p} \cdot \mathbf{r} - Et) \right], \quad (\text{П.1.48})$$

то

$$\psi^* = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \exp \left[\frac{-i}{\hbar} (\mathbf{p} \cdot \mathbf{r} - Et) \right] \quad (\text{П.1.49})$$

и

$$\begin{aligned} \psi' &= T\psi = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \exp \left[\frac{-i}{\hbar} (\mathbf{p} \cdot \mathbf{r} + Et) \right] = \\ &= \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \exp \left[\frac{i}{\hbar} (-\mathbf{p} \cdot \mathbf{r} - Et) \right]. \end{aligned} \quad (\text{П.1.50})$$

Таким образом, ψ' соответствует та же энергия, но направления спинов и импульсов изменены.

Чтобы выяснить трансформационные свойства матричных элементов, которые теперь образуют 2×2 -матрицу при обращении времени, определим

$$\langle \widehat{O}'(t) \rangle = \int [T\psi(t)]^\dagger \widehat{O}(t) T\psi(t) d^3r. \quad (\text{П.1.51})$$

Теперь используем (П.1.47) и сопряженное выражение

$$[T\psi(t)]^\dagger = [i\sigma_y \psi^*(-t)]^\dagger = i\psi^T(-t) \sigma_y. \quad (\text{П.1.52})$$

Здесь ψ^T — транспонированная функция по отношению к ψ

$$\psi^\dagger = (\psi^T)^* \quad (\text{П.1.53})$$

Мы использовали эрмитовость σ_y . Подставив это выражение в (П.1.51), получим

$$\langle \hat{O}^T(t) \rangle = \int \psi^T(-t) \sigma_y \hat{O}(t) \sigma_y \psi^*(-t) d^3r \quad (\text{П.1.54})$$

Поскольку матричный элемент, являясь средним значением величины, должен быть вещественным, можно каждый член в правой части заменить комплексно-сопряженным

$$\int \psi^\dagger(-t) \sigma_y \hat{O}^*(t) \sigma_y \psi(-t) d^3r \quad (\text{П.1.55})$$

Если, кроме того, матричный элемент не зависит от времени (хотя \hat{O} может зависеть), мы, заменив $t \rightarrow -t$, получим

$$\begin{aligned} \langle \hat{O}^T(t) \rangle &= \int \psi^\dagger(t) \sigma_y \hat{O}^*(-t) \sigma_y \psi(t) d^3r = \\ &= \langle \sigma_y \hat{O}^*(-t) \sigma_y \rangle. \end{aligned} \quad (\text{П.1.56})$$

В частности,

$$\langle x_i^T \rangle = \langle x_i \rangle, \quad (\text{П.1.57})$$

$$\langle p_i^T \rangle = \left\langle \left(-i\hbar \frac{\partial}{\partial x_i} \right)^* \right\rangle = \left\langle i\hbar \frac{\partial}{\partial x_i} \right\rangle = -\langle p_i \rangle, \quad (\text{П.1.58})$$

$$\langle L_i^T \rangle = \langle L_i \rangle, \quad (\text{П.1.59})$$

$$\langle \sigma_i^T \rangle = \langle \sigma_y \sigma_i^* \sigma_y \rangle = \pm \varepsilon \langle \sigma_y \sigma_i \sigma_y \rangle = \langle \sigma_i \rangle, \quad (\text{П.1.60})$$

где плюс следует брать при $i=x, z$, а минус — при $i=y$. Поэтому, как мы и ожидали, все компоненты углового момента меняют знак при обращении времени*.

* Строго говоря, предыдущие замечания об обращении времени выполняются только в том случае, если частицы можно описывать плоскими волнами, как это было сделано выше, т.е. если мы пренебрегаем влиянием сильных взаимодействий на электроны, в частности пренебрегаем ядерным кулоновским полем (см. обсуждение в разд. 4.4).

УРАВНЕНИЕ ДИРАКА И ВОЛНОВЫЕ ФУНКЦИИ ДЛЯ СВОБОДНОЙ ЧАСТИЦЫ

2.1. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Сначала рассмотрим нерелятивистскую частицу, движущуюся в пространстве, свободном от поля, т.е. частицу, на которую не действуют никакие силы. Для такой частицы при классическом описании

$$E = \frac{p^2}{2m} \quad (\text{П.2.1})$$

Подставляя сюда хорошо известные из квантовой механики операторы для E и p :

$$E = i\hbar \frac{\partial}{\partial t}, \quad p_i = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x_i}, \quad (\text{П.2.2})$$

получаем уравнение Шредингера

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi = i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t},$$

которое содержит первую производную по времени.

Если применить тот же метод к релятивистской частице, на которую не действуют внешние поля, то следует использовать релятивистское уравнение для энергии

$$E^2 = m_0^2 c^4 + p^2 c^2. \quad (\text{П.2.3})$$

Подставляя в уравнение (П.2.3) вместо E и p операторы (П.2.2), получаем уравнение Клейна—Гордона

$$\left[\nabla^2 - \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 \right] \psi = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2}, \quad (\text{П.2.4})$$

которое в отличие от уравнения Шредингера содержит вторую производную по времени.

В 1928 г. Дирак сформулировал теорию, описывающую поведение релятивистской частицы со спином $1/2$. В соответствии с общими положениями квантовой механики он предложил для ψ уравнение первого порядка относительно времени. В теории относительности существует полная симметрия относительно x, y, z и t , поэтому можно предполагать, что волновое уравнение должно также содержать первые производные по пространственным координатам.

Предположим, что ψ имеет N компонент ψ_m . В таком случае наиболее общим линейным уравнением первого порядка будет

$$\frac{1}{c} \cdot \frac{\partial \psi_m}{\partial t} + \sum_{k=1}^3 \sum_{n=1}^N \alpha_{kmn} \frac{\partial \psi_n}{\partial x_k} + i \frac{m_0 c}{\hbar} \sum_{n=1}^N \beta_{mn} \psi_n = 0, \quad (\text{П.2.5})$$

где $m, n=1, 2, \dots, N$; x_k обозначают пространственные координаты. Эта запись эквивалентна утверждению, что производная по времени от одной компоненты может быть представлена в виде линейной комбинации *всех* компонент, а также их производных по пространственным координатам. Используя матричные обозначения, такую совокупность совместных дифференциальных уравнений удобней всего представить в виде одного матричного уравнения:

$$\frac{1}{c} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial t} + \sum_{k=1}^3 \alpha_k \frac{\partial \psi}{\partial x_k} + i \frac{m_0 c}{\hbar} \beta \psi = 0. \quad (\text{П.2.6})$$

Это одна из форм уравнения Дирака. Здесь ψ — матрица-столбец (из N элементов), а $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ и β — матрицы. Используя условие непрерывности плотности вероятности, можно показать, что все α и β — эрмитовы матрицы. Кроме того, любое решение ψ уравнения (П.2.6) должно также быть решением уравнения Клейна—Гордона. Ведь уравнение Клейна—Гордона является логическим следствием релятивистского соотношения между энергией и импульсом для свободной частицы. Для этого мы применим оператор

$$\frac{1}{c} \cdot \frac{\partial}{\partial t} - \sum_k \alpha_k \frac{\partial}{\partial x_k} - i \frac{m_0 c}{\hbar} \beta \quad (\text{П.2.7})$$

к уравнению Дирака, тем самым вводя вторые производные:

$$\frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = \frac{1}{2} \sum_k \sum_i (\alpha_k \alpha_i + \alpha_i \alpha_k) \frac{\partial^2 \psi}{\partial x_k \partial x_i} - \left(\frac{m_0 c}{\hbar} \right)^2 \beta^2 \psi + i \frac{m_0 c}{\hbar} \sum_k (\alpha_k \beta + \beta \alpha_k) \frac{\partial \psi}{\partial x_k}. \quad (\text{П.2.8})$$

2.2. СВОЙСТВА УРАВНЕНИЯ ДИРАКА И МАТРИЦ ДИРАКА

Уравнение (П.2.8) сводится к уравнению Клейна—Гордона, если выполняются следующие условия:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_k \beta + \beta \alpha_k = 0, \quad \alpha_k^2 = \beta^2 = I, \\ \frac{1}{2} (\alpha_k \alpha_l + \alpha_l \alpha_k) = \delta_{kl} = \begin{cases} 1, & k=l, \\ 0, & k \neq l. \end{cases} \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.2.9})$$

Таким образом, каждая матрица α антикоммутирует с любой из α и с β , и квадрат всех четырех матриц равен единице.

Матрицы Дирака. Хорошо известно, что совокупность трех спиновых 2×2 -матриц Паули (П.1.24) антикоммутирует и их квадрат равен единице. Однако нельзя найти четвертую 2×2 -матрицу, антикоммутирующую с σ_x , σ_y и σ_z , поэтому невозможно построить четыре взаимно антикоммутирующие 2×2 -матрицы. Если перейти к 4×4 -матрицам, то, действительно, можно построить полный набор антикоммутирующих 4×4 -матриц из матриц Паули и единичной 2×2 -матрицы

$$I = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix},$$

например такой:

$$\alpha_k = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_k \\ \sigma_k & 0 \end{pmatrix}, \quad \beta = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix}, \quad (\text{П.2.10})$$

где $k=1, 2, 3$. Матрицы (П.2.10) — эрмитовы; они антикоммутируют друг с другом, так как

$$\alpha_k \beta = \begin{pmatrix} 0 & -\sigma_k \\ \sigma_k & 0 \end{pmatrix}, \quad \beta \alpha_k = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_k \\ -\sigma_k & 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{П.2.11})$$

Кроме того, они унитарны, т. е.

$$\alpha_k^+ \alpha_k = \alpha_k^2 = I. \quad (\text{П.2.12})$$

Выпишем эти матрицы в развернутом виде:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_1 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \alpha_2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & i & 0 \\ 0 & -i & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \\ \alpha_3 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \beta = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.2.13})$$

При решении различных вопросов можно не представлять матрицы в явном виде. Следует помнить и использовать в каждом конкретном случае их свойства: эрмитовость, антикоммутируемость и унитарность.

Гамильтонова форма уравнения Дирака. Чтобы представить уравнение Дирака в обычной гамильтоновой форме, запишем его в таком виде:

$$\left(-i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} - i\hbar c \boldsymbol{\alpha} \cdot \nabla + \beta m_0 c^2\right) \psi = 0 \quad (\text{П.2.14})$$

или

$$(\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{p}c + \beta m_0 c^2) \psi = i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = E\psi. \quad (\text{П.2.15})$$

Поскольку матрицы Дирака α_k и β — 4×4 -матрицы, волновая функция ψ должна быть *четырёхкомпонентной*. При использовании явного вида α_k и β четыре компонента ψ для малых значений v/c делятся на два класса: ψ_1 и ψ_2 — «большие» функции, а ψ_3 и ψ_4 — «малые».

Ковариантная форма уравнения Дирака. Для представления уравнения Дирака в форме, инвариантной относительно преобразований Лоренца, удобнее всего переписать его в таком виде, чтобы запись временной и пространственных координат была одинаковой. Введём для этого обозначение

$$x_4 = ict. \quad (\text{П.2.16})$$

Тогда

$$-i\hbar \frac{\partial}{\partial t} = \hbar c \frac{\partial}{\partial x_4}. \quad (\text{П.2.17})$$

Подставив (П.2.17) в уравнение Дирака (П.2.14) и умножив на $\beta/\hbar c$, получим

$$\left(\beta \frac{\partial}{\partial x_4} - i\beta \boldsymbol{\alpha} \cdot \nabla + \frac{m_0 c}{\hbar}\right) \psi = 0. \quad (\text{П.2.18})$$

Чтобы сделать это уравнение более симметричным, введём гамма-матрицы:

$$\gamma_k = -i\beta \alpha_k, \quad \gamma_4 = \beta, \quad (\text{П.2.19})$$

где $k=1, 2, 3$. Поскольку β и α_k — эрмитовы и антикоммутируют друг с другом, γ_k также будут эрмитовыми:

$$\gamma_k^\dagger = (-i\beta \alpha_k)^\dagger = i\alpha_k^\dagger \beta^\dagger = -i\beta \alpha_k = \gamma_k. \quad (\text{П.2.20})$$

В результате в ковариантных обозначениях

$$\left(\sum_{\mu} \gamma_{\mu} \frac{\partial}{\partial x_{\mu}} + \frac{m_0 c}{\hbar}\right) \psi = 0 \quad (\text{П.2.21})$$

или

$$\sum_{\mu} \gamma_{\mu} p_{\mu} \psi = im_0 c \psi. \quad (\text{П.2.22})$$

Непосредственно из определения γ_k следует, что

$$\gamma_{\mu} \gamma_{\nu} = -\gamma_{\nu} \gamma_{\mu}, \quad \mu \neq \nu, \quad (\text{П.2.23})$$

причем

$$\gamma_{\mu}^2 = I. \quad (\text{П.2.24})$$

Для произведения четырёх матриц γ_k введём обозначение

$$\gamma_5 = \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3 \gamma_4. \quad (\text{П.2.25})$$

Используя определения γ_{μ} , β и α_k , можно получить вид матрицы γ_5 :

$$\gamma_5 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{П.2.26})$$

Кроме того, выполняются соотношения

$$\gamma_5 \gamma_{\mu} = -\gamma_{\mu} \gamma_5, \quad \gamma_5^2 = I, \quad (\text{П.2.27})$$

где $\mu=1, 2, 3, 4$.

Из свойств γ_k следует, что

$$\gamma_{\mu} \gamma_{\nu} + \gamma_{\nu} \gamma_{\mu} = 2\delta_{\mu\nu}, \quad (\text{П.2.28})$$

где $\mu, \nu=1, 2, 3, 4$. Если ввести 4×4 -матрицу

$$\sigma_k = \begin{pmatrix} \sigma_k & \mathbf{1} & 0 \\ 0 & \sigma_k \end{pmatrix}, \quad (\text{П.2.29})$$

то можно записать

$$\alpha_k = -\gamma_5 \sigma_k \quad \text{или} \quad \sigma_k = -\gamma_5 \alpha_k. \quad (\text{П.2.30})$$

2.3. РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЯ ДИРАКА ДЛЯ СВОБОДНОЙ ЧАСТИЦЫ

Решения, выраженные через двухкомпонентные спиноры. Для свободной частицы с импульсом \mathbf{p} и энер-

гней \vec{E} решение типа плоской волны можно представить так:

$$\psi(\mathbf{r}, t) = \psi \exp \left[\frac{i}{\hbar} (\mathbf{p} \cdot \mathbf{r} - Et) \right], \quad (\text{П.2.31})$$

где ψ — значение функции для $\mathbf{r} = \mathbf{t} = 0$, четырехкомпонентный спинор, который удовлетворяет уравнению

$$E\psi = (c\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p} + \beta m_0 c^2) \psi. \quad (\text{П.2.32})$$

Можно ψ записать в виде

$$\psi = \begin{pmatrix} \varphi \\ \xi \end{pmatrix}, \quad (\text{П.2.33})$$

где φ и ξ — двухкомпонентные спиноры Паули. Подставив (П.2.33) в (П.2.32), получим

$$E \begin{pmatrix} \varphi \\ \xi \end{pmatrix} - \left[\begin{pmatrix} 0 & I \\ I & 0 \end{pmatrix} c\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p} + \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix} m_0 c^2 \right] \begin{pmatrix} \varphi \\ \xi \end{pmatrix}. \quad (\text{П.2.34})$$

Уравнение (П.2.34) можно разделить на два так, что каждое будет содержать двухкомпонентные функции φ и ξ :

$$c(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p})\xi = (E - m_0 c^2)\varphi \quad (\text{П.2.35})$$

и

$$c(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p})\varphi = (E + m_0 c^2)\xi. \quad (\text{П.2.36})$$

Для состояния с положительной энергией

$$E_+ = + \frac{\hbar^2}{2m_0 c^2} (c^2 p^2 + m_0^2 c^4)^{1/2} \\ \xi = \frac{c\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}}{E_+ + m_0 c^2} \varphi. \quad (\text{П.2.37})$$

Поэтому в нерелятивистском пределе $E_+ \rightarrow m_0 c^2$

$$\xi \rightarrow \frac{c\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}}{2m_0 c^2} \varphi = \frac{\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{v}}{2c} \varphi, \quad (\text{П.2.38})$$

т. е. спинор $\xi \rightarrow 0$ при $v \rightarrow 0$. Это означает, что ψ связано с состояниями с положительной энергией. Аналогично можно убедиться в том, что для состояний с отрицательной энергией $\varphi \rightarrow 0$ при $v \rightarrow 0$. Следовательно, ξ связано с состояниями с отрицательной энергией; φ и ξ называют «большой» и «малой» компонентами. Конечно, даже после того, как знак E зафиксирован, существует все же два решения для компонент ψ , соответствующие двум спинорным состояниям, описываемым уравнением Дирака.

Явный вид. Итак, двухкомпонентные функции φ и ξ связаны с состояниями, которым соответствуют положи-

тельные и отрицательные значения энергии. Очевидно, что для частиц со спином $1/2$, поведение которых эта теория описывает, должны существовать две степени свободы, связанные с ориентацией спина «вверх» и «вниз». Поэтому для решений с положительной энергией $E = +|E|$

$$\Psi_{+ (\uparrow)}^{\dagger} = \Psi_{+ (\uparrow)}^{E > 0} = \begin{pmatrix} \varphi \\ \xi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \chi_{+ (\uparrow)} \\ \frac{c\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}}{|E| + m_0 c^2} \chi_{+ (\uparrow)} \end{pmatrix}, \quad (\text{П.2.39})$$

где

$$\chi_{+} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \chi_{-} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (\text{П.2.40})$$

Введем обозначение

$$\eta = \frac{c\mathbf{p}}{|E| + m_0 c^2}. \quad (\text{П.2.41})$$

Тогда нормированная волновая функция для положительной энергии приобретает вид

$$\Psi_{+ (\uparrow)}^{\dagger} = (1 + \eta^2)^{-\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} \chi_{+ (\uparrow)} \\ \eta \boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{\mathbf{p}} \chi_{+ (\uparrow)} \end{pmatrix}. \quad (\text{П.2.42})$$

Член $(1 + \eta^2)^{-\frac{1}{2}}$ — нормировочный множитель; $\hat{\mathbf{p}}$ — орт импульса. Случаю, когда спин направлен вдоль оси z , отвечает χ_{+} .

Тогда

$$(\boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{\mathbf{p}}) \chi_{+} = \begin{pmatrix} p_z/p \\ (p_x + ip_y)/p \end{pmatrix} \quad (\text{П.2.43})$$

и с учетом (П.2.41)

$$\Psi_{+}^{\dagger} = \frac{1}{(1 + \eta^2)^{\frac{1}{2}}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \eta p_z/p \\ \eta (p_x + ip_y)/p \end{pmatrix}. \quad (\text{П.2.44})$$

Аналогичное выражение получается и в том случае, когда спин антипараллелен оси z :

$$\Psi_{+}^{\dagger} = \frac{1}{(1 + \eta^2)^{\frac{1}{2}}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ \eta (p_x - ip_y)/p \\ -\eta p_z/p \end{pmatrix}. \quad (\text{П.2.45})$$

Если импульс также направлен вдоль оси z так, что $p_z = \pm p$, то выражения (П.2.44) и (П.2.45) упрощаются:

$$\Psi_{\uparrow}^{\pm} = \frac{1}{(1 \mp \tau^2)^{\frac{1}{2}}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \pm \eta \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \Psi_{\downarrow}^{\pm} = \frac{1}{(1 \mp \tau^2)^{\frac{1}{2}}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ \pm \eta \end{pmatrix}. \quad (\text{П.2.46})$$

Для решений с отрицательной энергией, $E = -|E|$, получаем

$$\Psi_{\uparrow(1)}^{-} = (1 \mp \tau^2)^{-\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} -\eta(\hat{\sigma} \cdot \hat{p}) \chi_{\uparrow(1)} \\ \chi_{\uparrow(1)} \end{pmatrix} \quad (\text{П.2.47})$$

или

$$\Psi_{\uparrow}^{-} = \frac{1}{(1 \mp \tau^2)^{\frac{1}{2}}} \begin{pmatrix} -\eta p_z / p \\ -\eta(p_x + ip_y) / p \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (\text{П.2.48})$$

$$\Psi_{\downarrow}^{-} = \frac{1}{(1 \mp \tau^2)^{\frac{1}{2}}} \begin{pmatrix} -\eta(p_x - ip_y) / p \\ \eta p_z / p \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (\text{П.2.49})$$

Мы привели различные компоненты дираковской волновой функции в явном виде потому, что ясное представление свойств этих функций способствует пониманию теории β -распада.

2.4. ТЕОРИЯ ПОЗИТРОНА

Состояние с отрицательной энергией. Согласно дираковской теории электрона, для заданного импульса p существует четыре независимых решения: два различных спиновых состояния для положительной энергии и два для отрицательной. Имеют ли смысл решения для энергий обоих знаков? Если электроны, находящиеся в состояниях с положительной энергией, могли бы свободно переходить в состояния с отрицательной энергией, то состояния с положительной энергией не могли бы

оставаться занятыми. Кроме того, каким должно быть поведение частицы в состоянии с отрицательной энергией? Частица с отрицательной энергией ($E \rightarrow -mc^2$) эквивалентна частице с отрицательной массой. Если мы приложим к ней силу в определенном направлении, то она начнет двигаться в противоположном направлении. С физической точки зрения это неразумно. С другой стороны, уравнение Дирака было с успехом использовано для описания спина и магнитного момента электрона, тонкой структуры водородных уровней и т. д. Поэтому крайне важно предложить такую физическую интерпретацию, которая придавала бы определенный физический смысл формализму Дирака.

Теория дырок Дирака. Интерпретация в виде знаменитой теории дырок была дана Дираком. Он предложил, что, поскольку электроны подчиняются статистике Ферми, все состояния с отрицательной энергией всегда заняты электронами. Благодаря этому переходы в состояния с отрицательной энергией невозможны. Это море электронов с отрицательной энергией образует вакуум. Электроны с отрицательной энергией не наблюдаются из-за однородности заполнения. Когда же один электрон выводится из состояния с отрицательной энергией, то образовавшееся пустое состояние ведет себя как частица с положительной энергией и положительным зарядом из-за отсутствия частицы с отрицательным зарядом и отрицательной энергией. Следовательно, пустое место, или «дырка» Дирака, будет вести себя как обычная частица. Сначала Дирак неудачно пытался отождествить эту частицу с положительным зарядом с протоном. Однако вскоре Андерсон обнаружил в космическом излучении позитроны, и уравнение Дирака, и теория дырок были окончательно признаны корректными физическими теориями.

Теория Фейнмана. Дираковская теория дырок вполне последовательна и пригодна для описания позитронов. Однако она принципиально неудовлетворительна с одной точки зрения: мы должны иметь бесконечное число электронов, заполняющих все состояния с отрицательной энергией. Только в этом случае дырка в «море» электронов ведет себя как позитрон. В 1949 г. Фейнман предложил другую теорию позитрона, в которой эта трудность не возникает. Вообще для большинства сложных электродинамических процессов более удобно исполь-

зовать теорию Фейнмана, а не Дирака. Поскольку, однако, теория Дирака в конце концов вполне пригодна для описания β -распада, мы хотим только кратко остановиться на основных физических идеях, лежащих в основе фейнмановского описания.

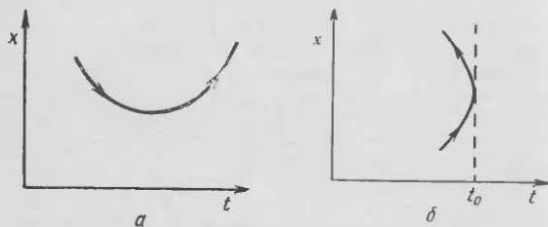


Рис. П.2.1. Пространственно-временнйя диаграмма движения электрона:

a — в направлении возрастающего времени; *b* — в направлении, противоположном течению времени.

Рассмотрим, с классической точки зрения, одномерное движение электрона. Можно построить пространственно-временнйя диаграмму пути электрона, которая может выглядеть, например,

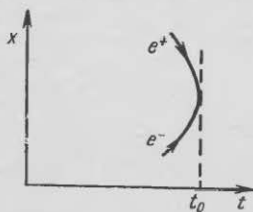


Рис. П.2.2. Электрон-позитронная аннигиляция.

«моментальный снимок» электрона в некоторый заданный момент времени. Из рис. П.2.1, *a* следует, что мы, конечно, увидим один электрон, а на основании рис. П.2.1, *b* для $t < t_0$ мы обнаружим два электрона: один, движущийся в прямом, другой — в обратном направлении. Однако этого не будет для $t > t_0$.

Процесс, изображенный на рис. П.2.1, *b*, очень напоминает явление, когда встречаются две частицы, аннигилирующие в момент $t = t_0$ (см. рис. П.2.2). Действительно, электрон, движущийся в направлении, противоположном течению времени, ведет себя точно так же, как позитрон, движущийся в направлении возрастания времени. Поэтому процесс, изображенный на рис. П.2.1, *b*, можно описать так, как это показано на рис. П.2.2. С помощью такого метода Фейнман смог развить последовательную теорию позитрона без привлечения бесконечного моря заполненных состояний отрицательной энергии.

2.5. ЧАСТИЦЫ С НУЛЕВОЙ МАССОЙ ПОКОЯ

При $m_0 = 0$ параметр η (П.2.41) равен единице. В этом случае выражения для спиноров Дирака существенно упрощаются. Рассмотрим частицу с $m_0 = 0$ в состоянии с положительной энергией, спином, направленным вдоль положительного направления оси z , и импульсом, лежащим в плоскости xz . В этом случае спиноры имеют вид

$$\psi_+^\dagger = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \cos \theta \\ \sin \theta \end{pmatrix}, \quad \psi_+^\dagger = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ \sin \theta \\ -\cos \theta \end{pmatrix}. \quad (\text{П.2.50})$$

Если, сверх того, мы предположим, что импульс также направлен вдоль оси z , скажем в положительном направлении, то волновые функции еще больше упростятся. Так, для состояний с положительной энергией

$$\psi_+^\dagger = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \psi_+^\dagger = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix}. \quad (\text{П.2.51})$$

Эти спиноры удовлетворяют так называемому условию γ_5 -инвариантности (см. разд. 7.1):

$$\gamma_5 \psi = \mp \psi, \quad (\text{П.2.52})$$

но для спиноров (П.2.50) это не выполняется.

В заключение отметим, что поскольку спин параллелен (или антипараллелен) импульсу, а $m_0=0$, то

$$\sigma \cdot \mathbf{p} \psi = \pm \sigma \mathbf{p} \psi = \pm E \psi. \quad (\text{П.2.53})$$

Это уравнение Вейля. Фактически мы могли исходить из уравнения Дирака для частицы с $m_0=0$:

$$E \psi = \sigma \alpha \cdot \mathbf{p} \psi = -\sigma \alpha \cdot \mathbf{p} \gamma_5 \psi. \quad (\text{П.2.54})$$

Если уравнение (П.2.52) выполняется (с точностью до \mp), то справедливо уравнение Вейля (с точностью до \pm).

Аналогичные рассуждения можно повторить для состояний с отрицательной энергией. Для частиц с массой, равной нулю, и импульсом, направленным вдоль положительного направления оси z , спиноры Дирака имеют вид

$$\psi_{\uparrow}^{-} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} -1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \psi_{\downarrow}^{-} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (\text{П.2.55})$$

Введем спиральность

$$\xi = \frac{\sigma \mathbf{p}}{E}, \quad \hbar = c = 1. \quad (\text{П.2.56})$$

Ясно, что частица в состоянии ψ_{\uparrow}^{+} имеет спиральность $+1$, спин параллелен импульсу (правый винт), тогда как ψ_{\downarrow}^{+} соответствует спиральность -1 , спин антипараллелен импульсу (левый винт). Решения с отрицательной энергией также имеют спиральность ± 1 , т. е. -1 для ψ_{\uparrow}^{-} и $+1$ для ψ_{\downarrow}^{-} . Мы можем также определить киральность $\gamma_5 \psi / \psi$. Из сравнения (П.2.52) и (П.2.53) ясно, что положительная киральность эквивалентна отрицательной спиральности (и наоборот).

В двухкомпонентной теории нейтрино принято, что все нейтрино должны иметь одинаковую спиральность (известно, что она равна -1 для нейтрино), т. е. существуют *только* решения ψ_{\uparrow}^{+} и ψ_{\downarrow}^{-} (для нейтрино, движущихся в положительном направлении оси z). Второе решение соответствует антинейтрино с противоположными знаками p , σ и E и, таким образом, со спиральностью $+1$. Если в природе осуществляются такие со-

стояния, которым соответствуют только два решения, волновые функции эффективно характеризуются только двумя компонентами вместо четырех. Отсюда название — *двухкомпонентная* теория. Мы можем записать

$$\psi_{\uparrow}^{+} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad \psi_{\downarrow}^{-} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{П.2.57})$$

Для этих двух волновых функций $\gamma_5 \psi = \psi$, поэтому две последние компоненты отличаются от двух первых только знаком. Наконец, следует отметить, что любая дираковская частица, удовлетворяющая уравнению Вейля, должна иметь массу покоя, равную нулю. В этом можно убедиться, возведя в квадрат уравнение (П.2.53).

ПРИЛОЖЕНИЕ 3

РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ

3.1. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ

Теперь мы обобщим трактовку, приведенную в Приложении 1, включив в рассмотрение все возможные преобразования Лоренца. Иначе говоря, рассмотрим также преобразования, которые описывают переход к системе координат, движущейся с постоянной относительной скоростью. Для двух систем, движущихся с относительной скоростью v в направлении оси x , преобразования Лоренца имеют вид

$$\left. \begin{aligned} x' &= \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}} (x - vt), \\ y' &= y, \\ z' &= z, \\ t' &= \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}} \left(t - \frac{vx}{c^2}\right). \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.3.1})$$

Так называемые *собственные преобразования Лоренца* включают в себя вращения и преобразования Лоренца (П.3.1), т. е. *все* преобразования Лоренца, за исключением пространственной инверсии или обращения времени (или того и другого).

Чтобы рассмотреть все преобразования Лоренца с единой точки зрения, введем новые координаты следующим образом:

$$x_1 = x, \quad x_2 = y, \quad x_3 = z, \quad x_4 = ict. \quad (\text{П.3.2})$$

Все собственные преобразования Лоренца можно получить с помощью бесконечно малых вращений типа

$$\left. \begin{aligned} x'_i &= x_i + \epsilon x_j, \\ x'_j &= x_j - \epsilon x_i, \\ x'_k &= x_k, \\ x'_l &= x_l, \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.3.3})$$

где i, j, k, l — индексы, принимающие значения 1, 2, 3, 4 (в любом порядке). Например, положив $i=2, j=3, k=1, l=4$, получим обычное вращение относительно одной оси, т. е. уже рассмотренный случай. Обычное вращение получается, если оба индекса i и j принимают значения 1, 2 или 3. Однако если одной из этих величин является четвертая координата, мы получаем *преобразование Лоренца*. Например, преобразование, рассмотренное в начале этого раздела, может быть получено с точностью до ϵ , если положить $i=1, j=4, \epsilon=iv/c$. В общем ϵ — чисто мнимая величина для преобразований Лоренца, но она вещественная для обыкновенных вращений.

Существуют также так называемые *общие преобразования Лоренца*. В них входят, помимо собственных преобразований Лоренца, пространственная инверсия и обращение времени. Пространственная инверсия представляет собой следующее преобразование:

$$x'_i = -x_i, \quad i = 1, 2, 3, \quad x'_4 = x_4, \quad (\text{П.3.4})$$

тогда как обращение времени

$$x'_i = x_i, \quad i = 1, 2, 3, \quad x'_4 = -x_4. \quad (\text{П.3.5})$$

Охарактеризуем величины их трансформационными свойствами по отношению к общим преобразованиям Лоренца. Скаляр, как и прежде, инвариантен относительно общих преобразований Лоренца. Однако вектор теперь имеет четыре компоненты вместо трех. При собственных преобразованиях Лоренца четыре компоненты вектора преобразуются как x_i ; при инверсии три первых

компоненты меняют знак, а последняя нет. Поэтому вектор энергии — импульса имеет вид

$$p_1 = p_x, \quad p_2 = p_y, \quad p_3 = p_z, \quad p_4 = iE/c. \quad (\text{П.3.6})$$

Можно показать, что для отдельной частицы

$$\sum_i p_i^2 = p^2 - \frac{E^2}{c^2} = -m_0^2 c^2. \quad (\text{П.3.7})$$

Векторное произведение двух векторов $\mathbf{U} \times \mathbf{V}$ определяется соотношением

$$t_{ij} = U_i V_j - U_j V_i \quad (\text{П.3.8})$$

и является антисимметричным тензором второго ранга, имеющим *шесть* независимых компонент. Мы видели ранее, что в трехмерном случае векторное произведение $\mathbf{U} \times \mathbf{V}$ можно рассматривать как антисимметричный тензор второго ранга и как аксиальный вектор. Однако в четырехмерном случае векторное произведение двух векторов не образует аксиального вектора.

Теперь рассмотрим *антисимметричное произведение трех векторов*:

$$S_{ijk} = \Sigma (-1)^{\zeta} U_i V_j W_k, \quad (\text{П.3.9})$$

где α, β и γ образуют различные перестановки i, j и k . Сумма распространяется на все *шесть* возможных перестановок. Таким образом, если $(ijk) = (123)$, то

$$\zeta = \begin{cases} +1 & \text{для } (\alpha\beta\gamma) = (123), (231), (312), \\ -1 & \text{для } (\alpha\beta\gamma) = (213), (132), (321). \end{cases} \quad (\text{П.3.10})$$

Итак, (ijk) может принимать четыре набора значений: (123), (234), (341), (412). Следовательно, антисимметричное произведение имеет четыре компоненты. Каждая из них при преобразованиях Лоренца преобразуется как компонента аксиального вектора. Однако при пространственной инверсии только компонента S_{123} меняет знак, тогда как три другие компоненты, т. е. $S_{234}, S_{341}, S_{412}$, остаются неизменными.

Наконец, построим *антисимметричное произведение четырех векторов*:

$$T_{1234} = \Sigma (-1)^{\zeta} U_\alpha V_\beta W_\gamma X_\delta, \quad (\text{П.3.11})$$

где $\zeta = +1$ (−1), если $(\alpha\beta\gamma\delta)$ — четная (нечетная) перестановка (1234). Эта величина аналогична смешанному произведению трех векторов для трехмерного пространства; как и в трехмерном случае, это псевдоскаляр.

3.2. ТРАНСФОРМАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ВОЛНОВЫХ ФУНКЦИЙ И БИЛИНЕЙНЫХ КОМБИНАЦИЙ ОТНОСИТЕЛЬНО СОБСТВЕННЫХ ПРЕОБРАЗОВАНИЙ ЛОРЕНЦА

Волновые функции. Прежде всего рассмотрим бесконечно малые вращения относительно оси x . Этот случай для нерелятивистских преобразований был уже рассмотрен в Приложении 1, но поучительно рассмотреть его и с релятивистской точки зрения.

Соотношение (П.1.28) выполняется и в релятивистском случае, если под σ_x понимать некоторую 4×4 -матрицу (см. Приложение 2.2). Выразим σ_x через γ . Например, нетрудно проверить, что $\gamma_2 \gamma_3 = i \sigma_x$. Таким образом, преобразование (П.1.28) можно переписать так:

$$\psi' = \left(1 + \frac{1}{2} \epsilon \gamma_2 \gamma_3\right) \psi. \quad (\text{П.3.12})$$

Этот результат наводит на мысль, что для общего бесконечно малого собственного преобразования Лоренца типа (П.3.3) справедливо

$$\psi' = \left(1 + \frac{1}{2} \epsilon \gamma_i \gamma_j\right) \psi. \quad (\text{П.3.13})$$

Можно обосновать это для общего случая следующим образом: ψ удовлетворяет уравнению Дирака (П.2.22). Выразим ψ через ψ' :

$$\sum_{\mu} \gamma_{\mu} p_{\mu} \left(1 - \frac{1}{2} \epsilon \gamma_i \gamma_j\right) \psi' = im_0 c \left(1 - \frac{1}{2} \epsilon \gamma_i \gamma_j\right) \psi'. \quad (\text{П.3.14})$$

Умножая обе части слева на $1 + \frac{1}{2} \epsilon \gamma_i \gamma_j$ и используя коммутационные соотношения между γ , получаем

$$\sum_{\mu} \gamma_{\mu} p_{\mu} \psi' - \epsilon (\gamma_j p_i - \gamma_i p_j) \psi' = \sum_{\mu} \gamma_{\mu} p'_{\mu} \psi' = im_0 c \psi', \quad (\text{П.3.15})$$

где

$$p'_i = p_i + \epsilon p_j, \quad p'_j = p_j - \epsilon p_i, \quad p'_k = p_k, \quad p'_l = p_l. \quad (\text{П.3.16})$$

Последние соотношения просто выражают трансформационные свойства компонент импульса и координат относительно преобразований Лоренца. Отметим, что при переходе от нештрихованной к штрихованной системе

координат мы не должны менять вид матриц. Приведенные соотношения можно рассматривать как способ записи четырех уравнений, связывающих компоненты ψ , в виде одного матричного уравнения.

Сопряженные волновые функции. Эрмитово-сопряженная волновая функция

$$\begin{aligned} \psi'^{\dagger} &= \left[\left(1 + \frac{1}{2} \epsilon \gamma_i \gamma_j\right) \psi \right]^{\dagger} = \psi^{\dagger} \left[1 + \frac{1}{2} \epsilon^* \gamma_i^{\dagger} \gamma_j^{\dagger} \right] = \\ &= \psi^{\dagger} \left[1 - \frac{1}{2} \epsilon \gamma_i \gamma_j \right]. \end{aligned} \quad (\text{П.3.17})$$

Таким образом,

$$\psi'^{\dagger} \psi' = \psi^{\dagger} \left[1 + \frac{1}{2} (\epsilon - \epsilon^*) \gamma_i \gamma_j \right] \psi. \quad (\text{П.3.18})$$

Итак, $\psi^{\dagger} \psi$ — инвариант относительно тех преобразований Лоренца, для которых ϵ вещественно. Это вращения, а не обычные преобразования Лоренца, для которых ϵ — чисто мнимая величина и $\psi^{\dagger} \psi$ — не инвариант. Действительно, $\psi^{\dagger} \psi$ не является скаляром, она образует четвертую компоненту 4-вектора:

$$\psi^{\dagger} \gamma_{\mu} \psi = \begin{pmatrix} -i \psi^{\dagger} \alpha_{\mu} \psi \\ \psi^{\dagger} \psi \end{pmatrix}, \quad \begin{matrix} \mu = 1, 2, 3, \\ \mu = 4. \end{matrix} \quad (\text{П.3.19})$$

С другой стороны, если определить сопряженную волновую функцию соотношением

$$\tilde{\psi} = \psi^{\dagger} \gamma_4, \quad (\text{П.3.20})$$

то можно, показать, что $\tilde{\psi} \psi$ действительно является скаляром относительно *всех* собственных преобразований Лоренца. Действительно,

$$\begin{aligned} \tilde{\psi}' &= \psi'^{\dagger} \gamma_4 = \psi^{\dagger} \left(1 - \frac{1}{2} \epsilon^* \gamma_i \gamma_j\right) \gamma_4 = \\ &= \psi^{\dagger} \gamma_4 \left(1 \pm \frac{1}{2} \epsilon^* \gamma_i \gamma_j\right). \end{aligned} \quad (\text{П.3.21})$$

Если оба индекса i, j принимают значения 1, 2, 3, следует брать знак минус и считать ϵ вещественным. С другой стороны, если i или j равны 4, следует выбрать знак плюс и $\epsilon^* = -\epsilon$. В *любом* случае

$$\tilde{\psi}' = \tilde{\psi} \left(1 - \frac{1}{2} \epsilon \gamma_i \gamma_j\right) \quad (\text{П.3.22})$$

и

$$\tilde{\psi}' \psi' = \tilde{\psi} \psi. \quad (\text{П.3.23})$$

Билинейные комбинации. Основываясь на только что рассмотренных свойствах волновых функций, можно исследовать трансформационные свойства билинейных комбинаций волновых функций. По аналогии с нерелятивистским случаем (См. Приложение 1) эти билинейные комбинации можно определить так:

$$\langle \hat{O} \rangle = \tilde{\psi} \hat{O} \psi. \quad (\text{П.3.24})$$

Таким образом,

$$\langle \hat{O}' \rangle = \tilde{\psi}' \hat{O}' \psi' = \langle \hat{O} \rangle + \frac{1}{2} \epsilon \langle [\hat{O}, \gamma_i \gamma_j]_- \rangle. \quad (\text{П.3.25})$$

Итак, матричные элементы γ_j преобразуются точно так же, как компоненты 4-вектора. Например,

$$\langle \gamma_j' \rangle = \langle \gamma_j \rangle - \epsilon \langle \gamma_i \rangle. \quad (\text{П.3.26})$$

С другой стороны, мы видели, что

$$p_j' = p_j - \epsilon p_i. \quad (\text{П.3.27})$$

Легко проверить, что

$$\sum_{\mu} \langle \gamma_{\mu}' p_{\mu}' \rangle = \sum_{\mu} \langle \gamma_{\mu} p_{\mu} \rangle. \quad (\text{П.3.28})$$

Это доказывает, что уравнение Дирака инвариантно относительно собственных преобразований Лоренца. Уравнение $\gamma_5 \psi = \pm \psi$ инвариантно относительно таких преобразований, так как

$$\langle \gamma_5' \rangle = \langle \gamma_5 \rangle + \frac{1}{2} \epsilon \langle [\gamma_5, \gamma_i \gamma_j]_- \rangle \quad (\text{П.3.29})$$

и коммутатор обращается в нуль.

3.3. ОПЕРАЦИИ P, T И C

Пространственная инверсия P. Уравнение Дирака можно записать в таком виде:

$$\sum_{\mu} \left(\gamma_{\mu} \frac{\partial}{\partial x_{\mu}} \right) \psi(\mathbf{r}) = -k_0 \psi(\mathbf{r}), \quad (\text{П.3.30})$$

где $k_0 = m_0 c / \hbar$. Затем, заменив всюду $\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}$, получим

$$\left(-\gamma_1 \frac{\partial}{\partial x_1} - \gamma_2 \frac{\partial}{\partial x_2} - \gamma_3 \frac{\partial}{\partial x_3} + \gamma_4 \frac{\partial}{\partial x_4} \right) \psi(-\mathbf{r}) = -k_0 \psi(-\mathbf{r}). \quad (\text{П.3.31})$$

Предположим, что волновая функция, получающаяся в результате инверсии, имеет вид

$$P(\psi)(\mathbf{r}) = \rho_P \psi(-\mathbf{r}), \quad (\text{П.3.32})$$

где ρ_P — некоторая матрица, выражающаяся только через γ -матрицы. Тогда

$$\psi(-\mathbf{r}) = \rho_P^{-1} P \psi(\mathbf{r}) \quad (\text{П.3.33})$$

и

$$\rho_P \left(-\gamma_1 \frac{\partial}{\partial x_1} - \gamma_2 \frac{\partial}{\partial x_2} - \gamma_3 \frac{\partial}{\partial x_3} + \gamma_4 \frac{\partial}{\partial x_4} \right) \rho_P^{-1} P \psi = -k_0 P \psi. \quad (\text{П.3.34})$$

(П.3.34) эквивалентно (П.3.30) при условии, что

$$\rho_P \gamma_i \rho_P^{-1} = -\gamma_i, \quad \rho_P \gamma_4 \rho_P^{-1} = \gamma_4 \quad (i = 1, 2, 3). \quad (\text{П.3.35})$$

Условия (П.3.35) удовлетворяются только при $\rho_P = \gamma_4$ (с точностью до фазового множителя). Таким образом, функция

$$P \psi(\mathbf{r}) = \gamma_4 \psi(-\mathbf{r})$$

удовлетворяет уравнению Дирака, иначе говоря, уравнение Дирака инвариантно относительно пространственной инверсии.

Повторив все рассуждения, использованные при рассмотрении нерелятивистского случая, можно показать, что матричные элементы различных операторов при пространственной инверсии преобразуются следующим образом:

$$\langle \hat{Q}^P(\mathbf{r}) \rangle = \langle \gamma_4 \hat{Q}(-\mathbf{r}) \gamma_4 \rangle. \quad (\text{П.3.36})$$

В частности,

$$\langle x_i^P \rangle = -\langle x_i \rangle, \quad \langle x_4^P \rangle = \langle x_4 \rangle \quad (i = 1, 2, 3); \quad (\text{П.3.37})$$

$$\langle p_i^P \rangle = -\langle p_i \rangle, \quad \langle p_4^P \rangle = \langle p_4 \rangle \quad (i = 1, 2, 3), \quad (\text{П.3.38})$$

т. е. при пространственной инверсии первые три компонента вектора меняют знак, а четвертая не меняет. Аналогичные выражения могут быть получены для γ -матриц:

$$\langle \gamma_i^P \rangle = -\langle \gamma_i \rangle, \quad \langle \gamma_4^P \rangle = \langle \gamma_4 \rangle \quad (i = 1, 2, 3). \quad (\text{П.3.39})$$

Очевидно, величина $\sum \gamma_{\mu} p_{\mu}$, а поэтому и само уравнение Дирака инвариантно относительно пространственной инверсии. Однако, поскольку γ_5 антикоммутирует с γ_4 , ясно, что $\langle \gamma_5^p \rangle = -\langle \gamma_5 \rangle$. Следовательно, $\langle \gamma_5 \rangle$ — псевдоскаляр, и уравнение двухкомпонентной теории нейтрино инвариантно относительно пространственной инверсии. Отметим также, что величины $\langle \gamma_5 \gamma_{\mu} \rangle$ преобразуются как компоненты аксиального вектора, т. е. $\langle (\gamma_5 \gamma_i)^p \rangle = \langle \gamma_5 \gamma_i \rangle$, $\langle (\gamma_5 \gamma_4)^p \rangle = -\langle \gamma_5 \gamma_4 \rangle$ ($i = 1, 2, 3$). (П.3.40)

Величины $\gamma_{\mu} \gamma_{\nu} - \gamma_{\nu} \gamma_{\mu}$ имеют те же свойства, что и $x_{\mu} x_{\nu} - x_{\nu} x_{\mu}$, поэтому они образуют шесть компонент антисимметричного тензора. В частности, поскольку $i\sigma_x = \gamma_2 \gamma_3$, компоненты спина инвариантны относительно пространственной инверсии.

Обращение времени T . Операция обращения времени в релятивистском случае в основном не отличается от нерелятивистского случая (см. Приложение 1.2), а именно:

$$T\psi(\mathbf{r}, t) = i\sigma_y \psi^*(\mathbf{r}, -t), \quad (\text{П.3.41})$$

где теперь под $i\sigma_y$ следует понимать, конечно, 4×4 -матрицу.

Для непосредственной проверки этого соотношения используем гамильтониан H , входящий в гамильтонову форму уравнения Дирака*:

$$H(t)\psi(t) = \left(-\hbar i \sum_i \alpha_i \frac{\partial}{\partial x_i} + \beta m_0 c^2 \right) \psi(t). \quad (\text{П.3.42})$$

Заменив каждый член комплексно-сопряженным и подставив $-t$ вместо t , получим

$$H^*(-t)\psi^*(-t) = \left(\hbar i \sum_i \alpha_i^* \frac{\partial}{\partial x_i} + \beta m_0 c^2 \right) \psi^*(-t). \quad (\text{П.3.43})$$

Теперь предположим, что

$$T\psi(t) = \rho_T \psi^*(-t), \quad (\text{П.3.44})$$

где ρ_T — некоторая матрица, зависящая, как и при пространственной инверсии, только от γ . Тогда

$$\begin{aligned} & (\rho_T H^*(-t) \rho_T^{-1}) T\psi = \\ & = \rho_T \left(\hbar i \sum_i \alpha_i^* \frac{\partial}{\partial x_i} + \beta m_0 c^2 \right) \rho_T^{-1} T\psi. \quad (\text{П.3.45}) \end{aligned}$$

* Конечно, H и Ψ зависят также от \mathbf{r} .

Это выражение в точности совпадает с первоначальной формой, если

$$\rho_T \alpha_i^* \rho_T^{-1} = -\alpha_i, \quad \rho_T \beta \rho_T^{-1} = \beta, \quad \rho_T H^*(-t) \rho_T^{-1} = H(t). \quad (\text{П.3.46})$$

Существует только одна матрица, удовлетворяющая первым двум условиям (с точностью до фазового множителя):

$$\rho_T = i\sigma_y. \quad (\text{П.3.47})$$

Поэтому полученные в нерелятивистском случае выводы справедливы и в рассматриваемом случае. Если, кроме того (как обычно), H явно не зависит от времени, он инвариантен относительно обращения времени, если только [см. (П.1.56)]

$$\sigma_y H \sigma_y = H^*. \quad (\text{П.3.48})$$

Если взаимодействие коммутирует с σ_y , а это условие выполняется для слабых взаимодействий (так как они содержат произведения типа $\sigma_{\mu} \cdot \sigma_{\nu}$ и т. д.), условие инвариантности относительно обращения времени заключается в вещественности H . С другой стороны, дираковский гамильтониан невеществен, так как α_x и α_z — вещественные, а α_y — мнимая матрица. Однако он удовлетворяет условию (П.3.48) и поэтому также инвариантен относительно обращения времени.

Матричные элементы γ_{μ} трансформируются следующим образом:

$$\langle \gamma_{\mu}^T \rangle = \langle \sigma_y \gamma_{\mu}^* \sigma_y \rangle. \quad (\text{П.3.49})$$

Матрица σ_y коммутирует с γ_2 и γ_1 и антикоммутирует с γ_3 и γ_4 . С другой стороны, γ_2 и γ_4 — вещественные, а γ_1 и γ_3 — чисто мнимые. Таким образом, для всех четырех компонент

$$\langle \gamma_{\mu}^T \rangle = \langle \gamma_{\mu} \rangle. \quad (\text{П.3.50})$$

Кроме того,

$$\left\langle \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial x_{\mu}}(t) \right\rangle = \left\langle \frac{\partial}{\partial x_{\mu}}(-t) \right\rangle^* = \left\langle \frac{\partial}{\partial x_{\mu}}(t) \right\rangle. \quad (\text{П.3.51})$$

Отсюда, например, следует, что для четырех компонент вектора энергии — импульса $\langle p_i^T \rangle = -\langle p_i \rangle$ и $\langle E^T \rangle = \langle E \rangle$. Следует, наконец, обратить внимание на то, что $\sum \gamma_{\mu} \left(\frac{\partial}{\partial x_{\mu}} \right)$ и само уравнение Дирака инвариант-

ны относительно обращения времени. В заключение отметим, что двухкомпонентное уравнение инвариантно для

$$\langle \gamma_5^T \rangle = \langle \sigma_y \gamma_5^* \sigma_y \rangle = \langle \gamma_5 \rangle. \quad (\text{П.3.52})$$

Зарядовое сопряжение С. Рассмотрим волновую функцию для частицы с положительной энергией, со спином, направленным вдоль положительной оси z , и импульсом p

$$\begin{aligned} \psi_1^+ = & \frac{1}{(1 + \eta^2)^{\frac{1}{2}}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \eta p_z/p \\ \eta(p_x + ip_y)/p \end{pmatrix} \times \\ & \times \exp \left[\frac{i(\mathbf{p} \cdot \mathbf{r} - Et)}{h} \right]. \end{aligned} \quad (\text{П.3.53})$$

Как построить волновую функцию соответствующей античастицы? Античастица должна обладать противоположными по знаку импульсом, энергией и спином. Ее волновая функция с импульсом $-p$, $E < 0$ определяется соотношением (П.2.49), в котором следует изменить знак перед p , т. е.

$$\begin{aligned} \psi_1^- = & \frac{1}{(1 + \eta^2)^{\frac{1}{2}}} \begin{pmatrix} \eta(p_x - ip_y)/p \\ -\eta p_z/p \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \times \\ & \times \exp \left[\frac{-i(\mathbf{p} \cdot \mathbf{r} - Et)}{h} \right]. \end{aligned} \quad (\text{П.3.54})$$

Сразу видно, что волновая функция античастицы может быть выражена через волновую функцию частицы в результате комплексного сопряжения выражения и переворачивания спинора «вниз» с некоторыми изменениями знаков. Точнее, можно представить переход от частицы с волновой функцией ψ к античастице с волновой функцией $C\psi$ соотношением

$$C\psi = -\gamma_2 \psi^*, \quad (\text{П.3.55})$$

где γ_2 — одна из ранее определенных γ -матриц:

$$\gamma_2 = -i\beta\alpha_2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{П.3.56})$$

Физический смысл сопряжения частицы и античастицы можно также проиллюстрировать, рассмотрев уравнение Дирака (П.3.30). Для заряженной частицы это уравнение, записанное в ковариантной форме, имеет вид

$$\sum \gamma_\mu \left(\frac{\partial}{\partial x_\mu} - \frac{ie}{hc} A_\mu \right) \psi = -k_0 \psi, \quad (\text{П.3.57})$$

где A_μ — компоненты векторного потенциала. Рассмотрим комплексно-сопряженное уравнение. Известно, что γ_1 и γ_3 — чисто мнимые матрицы, а γ_2 и γ_4 вещественны.

Кроме того, $\frac{\partial}{\partial x_4} = -\frac{i}{c} \cdot \frac{\partial}{\partial t}$ и $A_4 = i\phi$ — мнимые, тогда как $\partial/\partial x_i$ и A_i ($i=1, 2, 3$) — вещественные.

Таким образом,

$$\sum \epsilon_\mu \gamma_\mu \left(\frac{\partial}{\partial x_\mu} + \frac{ie}{hc} A_\mu \right) \psi^* = -k_0 \psi^*, \quad (\text{П.3.58})$$

где ϵ_μ равно 1 для $\mu=2$ и равно -1 для $\mu=1, 3, 4$.

Выразим ψ^* через зарядово-сопряженную функцию:

$$\psi^* = -\gamma_2 C\psi. \quad (\text{П.3.59})$$

Подставив это выражение в (П.3.58) и умножив слева на $-\gamma_2$, получим

$$\gamma_2 \sum \epsilon_\mu \gamma_\mu \left(\frac{\partial}{\partial x_\mu} + \frac{ie}{hc} A_\mu \right) \gamma_2 C\psi = -k_0 C\psi, \quad (\text{П.3.60})$$

и поскольку $\gamma_2 \gamma_\mu \gamma_2 = \epsilon_\mu \gamma_\mu$, найдем

$$\sum \gamma_\mu \left(\frac{\partial}{\partial x_\mu} + \frac{ie}{hc} A_\mu \right) C\psi = -k_0 C\psi. \quad (\text{П.3.61})$$

Следовательно, зарядовое сопряжение приводит к уравнению Дирака, но знак заряда противоположен. С другой стороны, двухкомпонентное уравнение $\gamma_5 \psi = \pm \psi$ неинвариантно относительно C . Оно фактически преобразуется точно так же, как и при пространственной инверсии:

$$\langle \gamma_5^C \rangle = \langle \gamma_5 \gamma_2^* \gamma_2 \rangle = -\langle \gamma_5 \rangle. \quad (\text{П.3.62})$$

Однако это уравнение инвариантно относительно комбинированной операции CP .

Операция CPT . Мы показали, что уравнение Дирака инвариантно относительно собственных преобразований

Лоренца, пространственной инверсии, обращения времени и зарядового сопряжения. Насколько нам известно, классические законы движения, классическая электромагнитная теория и, весьма вероятно, сильные ядерные взаимодействия инвариантны относительно таких преобразований. Инвариантность этих взаимодействий относительно собственных преобразований Лоренца является прямым следствием принимаемого нами представления о том, что в пространстве не должно существовать преимущественного направления. Тем не менее *априори* нет оснований предполагать, что какая-нибудь произвольная теория должна быть инвариантной относительно других операций. Действительно, теперь мы знаем, что β -взаимодействие неинвариантно относительно пространственной инверсии. Однако представляет интерес одна важная операция, а именно комбинированная операция *CPT*. Поскольку уравнение Дирака инвариантно относительно каждой из этих операций по отдельности, оно должно быть инвариантным и относительно комбинированной операции. Более того, существует общая теорема, утверждающая, что любая разумная теория поля, удовлетворяющая широкому классу условий (лоренц-инвариантности и локальности), должна быть инвариантной и относительно *CPT*.

Используя определения операций

$$P \psi(\mathbf{r}, t) = \gamma_4 \psi(-\mathbf{r}, t), \quad (П.3.63)$$

$$T \psi(\mathbf{r}, t) = i\sigma_y \psi^*(\mathbf{r}, -t), \quad (П.3.64)$$

$$C \psi(\mathbf{r}, t) = -\gamma_2 \psi^*(\mathbf{r}, t) \quad (П.3.65)$$

нетрудно убедиться в том, что

$$CPT \psi(\mathbf{r}, t) = \gamma_5 \psi(-\mathbf{r}, -t). \quad (П.3.66)$$

Порядок операторов не имеет значения. В результате применения операции *CPT* любой оператор преобразуется следующим образом:

$$\langle \hat{O}^{CPT}(\mathbf{r}, t) \rangle = \langle \gamma_5 \hat{O}(-\mathbf{r}, -t) \gamma_5 \rangle. \quad (П.3.67)$$

Существенно, что оба уравнения, Дирака и Вейля, инвариантны относительно операции *CPT*.

**НЕКОТОРЫЕ ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ СООТНОШЕНИЯ
ДЛЯ РАЗРЕШЕННЫХ ПЕРЕХОДОВ**

В гл. 2 и 3 было показано, что общее выражение для распределения электронов по энергиям в разрешенном β -спектре имеет вид

$$N(E) = (2\pi^3 \hbar^{-1} c^3)^{-1} F(\pm Z, E) H_{fi}^2 p E (E_0 - E)^2 dE, \quad (П.4.1)$$

где H_{fi} — матричный элемент, зависящий от вида взаимодействия; $F(\pm Z, E)$ — кулоновский поправочный множитель (для β^+ -распада).

4.1. ВЕКТОРНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

e — ν -Угловая корреляция для *V*-взаимодействия.

Если мы для примера рассмотрим векторное *V*-взаимодействие и учтем только связь с сохраняющейся четностью, то матричный элемент, характеризующий β -распад, будет иметь вид

$$H_{fi} = g_V \int \psi_e^\dagger \psi_\nu, \quad (П.4.2)$$

где ψ — лептонные волновые функции, значение которых берется в начале координат. Мы должны просуммировать квадраты модулей H_{fi} , соответствующих всем возможным направлениям спинов e и ν :

$$|H_{fi}|^2 = g_V^2 \int | \sum_{s_e} \sum_{s_\nu} | \psi_e^\dagger \psi_\nu |^2 |^2. \quad (П.4.3)$$

Предположим, что $\bar{\nu}$ испускается вдоль оси z , а электрон движется в плоскости xz , причем его импульс образует угол θ с осью z . Поглощаемое ν движется в противоположном направлении. Тогда дираковские волновые функции электрона, находящегося в двух возможных спиновых состояниях (П.2.44) и (П.2.45), имеют вид

$$\left. \begin{aligned} \psi_{e1} &= \frac{1}{(1 + \eta^2)^{1/2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \eta \cos \theta \\ \eta \sin \theta \end{pmatrix}, \\ \psi_{e2} &= \frac{1}{(1 + \eta^2)^{1/2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ \eta \sin \theta \\ -\eta \cos \theta \end{pmatrix}, \end{aligned} \right\} \quad (П.4.4)$$

где $\eta = cp_e / (E_e + m_e c^2)$. Антинейтрино, движущемуся вдоль положительного направления оси z , соответствует нейтрино с отрицательной энергией, движущееся в отрицательном направлении оси z (с обращенным в противоположную сторону направлением спина). Соответствующие волновые функции для нейтрино могут быть получены из (П.2.55) путем изменения знака первых двух компонент

$$\Psi_{\nu|\uparrow(\downarrow)} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \Psi_{\bar{\nu}|\uparrow(\downarrow)} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ -1 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (\text{П.4.5})$$

Таким образом,

$$(\Psi_e^\dagger \Psi_{\nu|\uparrow})_{\uparrow\uparrow} (\Psi_e^\dagger \Psi_{\nu|\downarrow})_{\downarrow\downarrow} = [2(1 + \eta^2)]^{-\frac{1}{2}} (1 + \eta \cos \theta), \quad (\text{П.4.6})$$

$$(\Psi_e^\dagger \Psi_{\nu|\uparrow})_{\uparrow\downarrow} = (\Psi_e^\dagger \Psi_{\nu|\downarrow})_{\downarrow\uparrow} = [2(1 + \eta^2)]^{-\frac{1}{2}} \eta \sin \theta, \quad (\text{П.4.7})$$

$$\sum_{\sigma} |\Psi_e^\dagger \Psi_{\nu}|^2 = \frac{(1 + \eta \cos \theta)^2 + (\eta \sin \theta)^2}{1 + \eta^2} = 1 + \frac{2\eta}{1 + \eta^2} \cos \theta = 1 + \frac{cp_e}{E_e} \cos \theta = 1 + \frac{v_e}{c} \cos \theta. \quad (\text{П.4.8})$$

Вследствие инвариантности относительно вращений это выражение, характеризующее угловую корреляцию между электроном и антинейтрино, выполняется в общем случае, если θ — угол между частицами даже при условии, что ν не испускается вдоль оси z .

Поляризация нейтрино. Предположим, что нейтрино описывается двухкомпонентной теорией. При этом условии четность уже не сохраняется. Нейтрино должно быть поляризованным в определенном направлении. Поэтому выполнять суммирование нужно с учетом состояний, характеризующих заданной поляризацией нейтрино, например, для правовинтовой спиральности. Оказывается, что угловая корреляция не меняется, если исходить из двухкомпонентной теории нейтрино. Этого следовало ожидать, так как $e-\nu$ -корреляция — скаляр.

Интересно, однако, рассмотреть этот вопрос подробнее. Представим взаимодействие в виде слагаемых,

сохраняющих и несохраняющих четность. В этом случае

$$H_{fi} = \frac{1}{\sqrt{2}} \int 1 \Psi_e^\dagger (g_V + g_V' \gamma_5) \Psi_{\nu}. \quad (\text{П.4.9})$$

(Множитель $1/\sqrt{2}$ выбран для того, чтобы значение скалярных величин для $g_V = g_V'$ было таким же, как при

сохраняющейся четности, когда в теорию входит одна константа g_V .) Мы, однако, не будем требовать, чтобы выполнялась двухкомпонентная теория нейтрино, т. е. g_V' может быть не равно $\pm g_V$.

Если спин ν направлен «вверх» (\uparrow), ν должно иметь спин, направленный «вниз» (\downarrow), и наоборот. Поскольку нейтрино со спином, направленным «вверх» или «вниз», и $E_{\nu} < 0$ удовлетворяет уравнению $\gamma_5 \Psi_{\nu} = \mp \Psi_{\nu}$ (см. Приложение 2.5), получаем

$$(g_V + g_V' \gamma_5) \Psi_{\nu\uparrow} = (g_V + g_V') \Psi_{\nu\downarrow}, \quad (\text{П.4.10})$$

$$(g_V + g_V' \gamma_5) \Psi_{\nu\downarrow} = (g_V - g_V') \Psi_{\nu\uparrow}. \quad (\text{П.4.11})$$

Таким образом,

$$\begin{aligned} \sum_{\sigma} H_{fi}^2 &= \frac{1}{2} [(g_V + g_V')^2 + (g_V - g_V')^2] \times \\ &\times \left| \frac{(1 + \eta \cos \theta)^2 + (\eta \sin \theta)^2}{2(1 + \eta^2)} \right| \int |1|^2 = \\ &= \frac{1}{2} (g_V^2 + g_V'^2) \left(1 + \frac{v_e}{c} \cos \theta \right) \int |1|^2. \end{aligned} \quad (\text{П.4.12})$$

Это совпадает с выражением, полученным на основании теории с сохраняющейся четностью, за исключением того, что g_V^2 заменено выражением $(g_V^2 + g_V'^2)/2$. Отношение вероятностей того, что *антинейтрино* имеет спин, направленный «вверх» или «вниз», равно

$$|g_V + g_V'|^2 / |g_V - g_V'|^2.$$

Если $g_V' = g_V$, то ν должно быть всегда поляризовано «вверх», т. е. в направлении движения. В общем случае поляризация $\bar{\nu}$ определяется из условия

$$\mathcal{P}_{\bar{\nu}} = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}} = \frac{2g_V g_V'}{g_V^2 + g_V'^2}. \quad (\text{П.4.13})$$

Конечно, если $g_V = 0$ или $g_V' = 0$, одинаковое число антинейтрино имеет поляризацию, направленную «вверх» и

«вниз». Таким образом, поляризация отсутствует, если во взаимодействие входят *только* члены, сохраняющие (или не сохраняющие) четность. Однако если четность не сохраняется в β -взаимодействии (т. е. присутствуют *обе* связи — четная и нечетная), испущенное антинейтрно поляризовано.

Поляризация испущенных электронов. Если электрон движется вдоль оси z , и его волновая функция, согласно (П.2.46), имеет вид

$$\Psi_{e1} = \frac{1}{(1 + \eta^2)^{1/2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \eta \end{pmatrix}, \quad \Psi_{e2} = \frac{1}{(1 + \eta^2)^{1/2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ -\eta \end{pmatrix}. \quad (\text{П.4.14})$$

Лептонный ковариант равен

$$\Psi_e^\dagger (g_V + g_V' \gamma_5) \Psi_e = [\Psi_e^\dagger (g_V + g_V' \gamma_5) \Psi_e]^\dagger. \quad (\text{П.4.15})$$

Поскольку

$$(g_V + g_V' \gamma_5) \Psi_{e1} = (1 + \eta^2)^{-1/2} \begin{pmatrix} g_V - g_V' \eta \\ 0 \\ -g_V' - g_V \eta \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{П.4.16})$$

и

$$(g_V + g_V' \gamma_5) \Psi_{e2} = (1 + \eta^2)^{-1/2} \begin{pmatrix} 0 \\ g_V + g_V' \eta \\ 0 \\ -g_V' - g_V \eta \end{pmatrix}, \quad (\text{П.4.17})$$

относительная вероятность того, что электрон имеет спин, направленный «вверх» или «вниз», определяется выражением

$$\begin{aligned} & (g_V \mp g_V' \eta)^2 + (g_V' \mp g_V \eta)^2 = \\ & = (g_V^2 + g_V'^2) (1 + \eta^2) \mp 4g_V g_V' \eta. \end{aligned} \quad (\text{П.4.18})$$

Таким образом, поляризация электрона

$$\mathcal{P}_e^- = -\frac{2g_V g_V'}{g_V^2 + g_V'^2} \cdot \frac{2\eta}{1 + \eta^2} = -\frac{v_e}{c} \mathcal{P}_e^-. \quad (\text{П.4.19})$$

Для позитронов знак поляризации противоположен (см. обсуждение ниже). При $v_e \rightarrow c$ для релятивистских электронов поляризация почти полная

$$\mathcal{P}_e^- \rightarrow \mp 1 \quad \text{для} \quad g_V' = \pm g_V. \quad (\text{П.4.20})$$

Однако из-за конечной массы покоя электрон никогда не может быть поляризован полностью. В этом можно убедиться, перейдя с помощью преобразования Лоренца к новой системе отсчета, в которой скорость электрона противоположна по знаку. Однако в этой новой системе направления спина и энергия остаются неизменными, поэтому поляризация $\sigma \cdot p/p$ должна изменить свой знак, а это означает, что поляризация электрона инвариантна относительно преобразования Лоренца. С другой стороны, поскольку нейтринно движется со скоростью света, к ним неприменимы приведенные рассуждения, поэтому поляризация нейтринно инвариантна относительно преобразования Лоренца.

Преобразование констант связи при зарядовом сопряжении. Знак лептонных поляризаций для β^- - и β^+ -распадов противоположен. Это следует из того, что $g_V + g_V' \gamma_5$ для β^- -распада переходит в $g_V - g_V' \gamma_5$, если выразить волновые функции через функции позитрона и нейтринно; такую операцию продельывают при рассмотрении β^+ -распада.

Лептонный ковариант для β^- -распада можно записать в виде $\Psi_e^\dagger \hat{O} \Psi_\nu$, но для β^+ -распада мы условно должны записать его в виде $\Psi_{e^+}^\dagger \hat{O}' \Psi_\nu$, где \hat{O}' может отличаться от \hat{O} . Чтобы установить связь между \hat{O}' и \hat{O} , рассмотрим поведение коварианта при зарядовом сопряжении. В Приложении 3 показано, что волновая функция частицы и античастицы связана соотношением

$$\Psi_\nu = -\gamma_2 \Psi_\nu^*. \quad (\text{П.4.21})$$

Таким образом,

$$\Psi_e^\dagger \hat{O} \Psi_\nu = [\Psi_{e^+}^\dagger \gamma_2 \hat{O} \gamma_2 \Psi_\nu^*] = \Psi_{e^+}^\dagger \gamma_2 \hat{O}' \gamma_2 \Psi_\nu^*, \quad (\text{П.4.22})$$

где использовано то обстоятельство, что ковариант и γ_2 вещественны. Выражение (П.4.22) должно быть равно $\Psi_{e^+}^\dagger \hat{O}' \Psi_\nu^*$, поэтому

$$\hat{O}' = \gamma_2 \hat{O} \gamma_2. \quad (\text{П.4.23})$$

Коварианты для g_V и g_V' γ_5 отличаются только множителем γ_5 перед \hat{O} . Ясно, однако, что

$$(\gamma_5 \hat{O})' = \gamma_5 (\hat{O})' \gamma_5 = -\gamma_5 \hat{O}' \gamma_5 = -\gamma_5 \hat{O}'. \quad (\text{П.4.24})$$

т. е. если один из лептонных ковариантов g_V или g_V' γ_5 меняет знак при зарядовом сопряжении, то другой не меняет. Таким образом, $g_V + g_V' \gamma_5$ -взаимодействие, описывающее β^- -распад, переходит в $g_V - g_V' \gamma_5$, когда оно используется для характеристики β^+ -распада с e^+ и $\bar{\nu}$, рассматриваемыми в качестве основных лептонов.

Аналогичные рассуждения могут быть использованы при рассмотрении других типов β -взаимодействия, например, $g_A + g_A' \gamma_5$ -взаимодействия, а также при рассмотрении произвольной комбинации векторного и аксиально-векторного взаимодействий. Лептонные коварианты для V - и A -членов отличаются только множителем γ_5 . Таким образом, $V - \lambda A$ -комбинация, описывающая β^- -распад, переходит в $V + \lambda A$ для β^+ -распада.

4.2. ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА СЛЕДОВ И ПРОЕКЦИОННЫХ ОПЕРАТОРОВ

Метод следов. Предыдущие вычисления, в которых производится суммирование по спинам, можно значительно упростить, применяя технику вычисления следов. Прежде всего рассмотрим матричный элемент, который можно записать в виде билинейной комбинации

$$H = \psi_e^\dagger \hat{O} \psi_\nu, \quad (\text{П.4.25})$$

где \hat{O} — эрмитов оператор, т. е. $\hat{O}^\dagger = \hat{O}$. Вычислим

$$|H_{fi}|^2 = \sum_{\sigma_e} \sum_{\sigma_\nu} H_{fi}^2; \quad (\text{П.4.26})$$

$$E_e > 0 \quad E_\nu < 0.$$

Поскольку

$$H_{fi}^2 = \psi_e^\dagger \hat{O} \psi_\nu (\psi_e^\dagger \hat{O} \psi_\nu)^* = \psi_e^\dagger \hat{O} \psi_\nu \psi_\nu^\dagger \hat{O} \psi_e, \quad (\text{П.4.27})$$

выражение (П.4.26) можно записать в виде AB , где $A = \psi_e^\dagger$ (4 столбца, одна строка), $B = \hat{O} \psi_\nu \psi_\nu^\dagger \hat{O} \psi_e$ (4 стро-

ки, один столбец). Матрицы A и B не коммутируют: $AB \neq BA$. Действительно, AB — просто число, а BA — 4×4 -матрица.

Следом называется величина

$$\text{Sp} \varphi = \sum_i \varphi_{ii}. \quad (\text{П.4.28})$$

Имеет место существенное свойство:

$$\text{Sp}(AB) = \sum_i \sum_k A_{ik} B_{ki} = \text{Sp}(BA). \quad (\text{П.4.29})$$

Так как AB — простое число, то

$$AB = \text{Sp}(AB). \quad (\text{П.4.30})$$

Следовательно,

$$H_{fi}^2 = AB = \text{Sp}(BA) = \text{Sp}(\hat{O} \psi_\nu \psi_\nu^\dagger \hat{O} \psi_e \psi_e^\dagger) \quad (\text{П.4.31})$$

и

$$|H_{fi}|^2 = \text{Sp} \left[\hat{O} \sum_{E_\nu < 0} (\psi_\nu \psi_\nu^\dagger) \hat{O} \sum_{E_e > 0} (\psi_e \psi_e^\dagger) \right]. \quad (\text{П.4.32})$$

Предположим пока, что суммирование производится по всем состояниям, т. е. по состояниям с положительной и отрицательной энергиями. Тогда можно проверить, что для дираковских волновых функций (а фактически и для более общего случая)

$$\sum_{\sigma, \bar{\sigma}} \psi \psi^\dagger = I, \quad (\text{П.4.33})$$

где I — единичная 4×4 -матрица. Это хорошо известное свойство «полноты» волновых функций. Поэтому

$$|H_{fi}|^2 = \text{Sp}(\hat{O} I \hat{O}) = \text{Sp}(\hat{O} \hat{O}). \quad (\text{П.4.34})$$

Так как оператор BA — 4×4 -матрица, его можно представить в виде линейной комбинации дираковских матриц $1, \alpha_\nu, \beta, \gamma_5$ и их произведений. Существует всего 16 линейно независимых дираковских матриц. Фактически любую из них можно записать в виде

$$\alpha_\nu^\dagger \alpha_\nu^\mu \alpha_\nu^\nu \beta^\dagger, \quad (\text{П.4.35})$$

где α, μ, ν, τ равны 0 или 1.

Эти 16 матриц с указанием их трансформационных свойств приведены в табл. П.4.1. Если какая-нибудь

из матриц входит в комбинацию дважды, ее можно преобразовать, используя коммутационные соотношения для дираковских матриц. Конечно, при этом может измениться знак; например, $\alpha_x \beta \alpha_x = -\beta$.

Таблица П.4.1

Шестнадцать линейно независимых дираковских матриц и их трансформационные свойства при использовании в качестве оператора, стоящего между $\bar{\psi} (= \psi^\dagger \beta)$ и ψ

Тип		Число независимых матриц каждого типа	Трансформационные свойства
матрицы Дирака	гамма-матрицы		
I	I	1	Скаляр
β $\beta \alpha_x, \beta \alpha_y, \beta \alpha_z$ $\alpha_x \beta, \alpha_y \beta, \alpha_z \beta$	γ_4	4	Вектор
$\alpha_x = -i \alpha_y \alpha_z$ $\alpha_y = -i \alpha_z \alpha_x$ $\alpha_z = -i \alpha_x \alpha_y$	$\gamma_\mu \gamma_\nu$ ($\mu \neq \nu$)	6	Тензор второго ранга
$\beta \alpha_x = -i \beta \alpha_y \alpha_z$ $\beta \alpha_y = -i \beta \alpha_z \alpha_x$ $\beta \alpha_z = -i \beta \alpha_x \alpha_y$ $\beta \gamma_4 = i \beta \alpha_x \alpha_y \alpha_z$	$\gamma_\mu \gamma_\nu \gamma_\lambda$ ($\mu \neq \nu, \lambda \neq \mu, \nu \neq \lambda$)	4	Аксиальный вектор
$\gamma_5 = i \alpha_x \alpha_y \alpha_z$	$\gamma_1 \gamma_2 \gamma_3 \gamma_4$	1	Псевдоскаляр

Оказывается кроме того, что след любой из этих 16 матриц, за исключением I , равен нулю:

$$\text{Sp } \alpha_\mu = \text{Sp } \beta = \text{Sp } \alpha_\mu \alpha_\nu = \dots = 0, \quad (\text{П.4.36})$$

но

$$\text{Sp } I = 4. \quad (\text{П.4.37})$$

Видно, что если любая из матриц α или β входит в рассматриваемую матрицу нечетное число раз, то ее след равен нулю. Это свойство сильно облегчает расчеты. Мы легко можем исключить из матричного элемента те члены, след которых равен нулю. Иногда это

356

можно произвести просто путем проверки без всяких вычислений.

Проекционные операторы. Общий вид. Укажем метод, позволяющий выполнять суммирование только по состояниям с определенной энергией, например по состояниям с положительной энергией для электронов и отрицательной энергией для нейтрино. Чтобы осуществить это, введем проекционные операторы Λ , обладающие свойством включать в сумму только те слагаемые, которые необходимо учесть. Символически их можно представить в таком виде:

$$\Lambda_e^+ \psi_e = \begin{cases} \psi_e & \text{для } E_e > 0, \\ 0 & \text{для } E_e < 0, \end{cases} \quad (\text{П.4.38})$$

$$\Lambda_\nu^- \psi_\nu = \begin{cases} 0 & \text{для } E_\nu > 0, \\ \psi_\nu & \text{для } E_\nu < 0. \end{cases} \quad (\text{П.4.39})$$

Тогда

$$\sum_{\sigma, E_e > 0} \psi_e \psi_e^\dagger = \sum_{\sigma, E_e} \Lambda_e^+ \psi_e \psi_e^\dagger = \Lambda_e^+ \sum_{\sigma, E_e} \psi_e \psi_e^\dagger = \Lambda_e^+. \quad (\text{П.4.40})$$

Здесь мы использовали свойство полноты волновых функций электрона.

Аналогично для нейтринных волновых функций

$$\sum_{\sigma, E_\nu < 0} \psi_\nu \psi_\nu^\dagger = \Lambda_\nu^-. \quad (\text{П.4.41})$$

Таким образом,

$$|H_{fi}|^2 = \text{Sp}(\hat{O} \Lambda_\nu^- \hat{O} \Lambda_e^+). \quad (\text{П.4.42})$$

Явное выражение. Уравнение Дирака можно записать в таком виде:

$$(c\alpha \cdot \mathbf{p}_e + \beta m_e c^2) \psi_e^+ = |E_e| \psi_e^+, \quad (\text{П.4.43})$$

$$(c\alpha \cdot \mathbf{p}_e + \beta m_e c^2) \psi_e^- = -|E_e| \psi_e^-. \quad (\text{П.4.44})$$

Построим оператор

$$\begin{aligned} \Lambda_e^+ &= \frac{c\alpha \cdot \mathbf{p}_e + \beta m_e c^2 + |E_e|}{2|E_e|} \\ &= \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\beta m_e c^2}{|E_e|} + \frac{\alpha \cdot \mathbf{v}_e}{c} \right). \end{aligned} \quad (\text{П.4.45})$$

357

Действуя им на Ψ_e^+ и Ψ_e^- , имеем соответственно

$$\begin{aligned} \Lambda_e^+ \Psi_e^+ &= \frac{1}{2|E_e|} [(c\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{p}_e + \beta m_e c^2) \Psi_e^+ + |E_e| \Psi_e^+] = \\ &= \frac{|E_e| + |E_e|}{2|E_e|} \Psi_e^+ = \Psi_e^+, \quad (\text{П.4.46}) \end{aligned}$$

$$\Lambda_e^+ \Psi_e^- = \frac{-|E_e| + |E_e|}{2|E_e|} \Psi_e^- = 0, \quad (\text{П.4.47})$$

т. е. этот оператор обладает нужными свойствами. Аналогично можно ввести оператор

$$\begin{aligned} \Lambda_v^- &= \frac{c\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{p}_v - |E_v|}{-2|E_v|} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{v}_v}{c} \right) = \\ &= \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{v}_v}{c} \right). \quad (\text{П.4.48}) \end{aligned}$$

$e-\bar{\nu}$ -Угловая корреляция для v -взаимодействия.

Для V -взаимодействия $\hat{O} = I$. Таким образом,

$$\begin{aligned} |H_{fi}|^2 &= \text{Sp} (\Lambda_v^- \Lambda_e^+) = \frac{1}{4} \text{Sp} \left[\left(1 + \frac{\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{v}_v}{c} \right) \times \right. \\ &\quad \left. \times \left(1 + \frac{\beta m_e c^2}{|E_e|} + \frac{\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{v}_e}{c} \right) \right]. \quad (\text{П.4.49}) \end{aligned}$$

Можно проверить, что k членам, не содержащим нечетного числа α или β , относятся только I - I и

$$(\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{v}_v)(\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{v}_e) = (\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{v}_v)(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{v}_e). \quad (\text{П.4.50})$$

Используя коммутационные соотношения для σ , легко проверить, что

$$(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{v}_v)(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{v}_e) = (\mathbf{v}_v \cdot \mathbf{v}_e) + i(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{v}_v \times \mathbf{v}_e). \quad (\text{П.4.51})$$

Но $\text{Sp} \sigma_i = 0$, поэтому

$$|H_{fi}|^2 = 1 + \frac{v_v \cdot v_e}{c^2} - 1 + \frac{v_e}{c} \cos \theta_{e, \bar{\nu}}. \quad (\text{П.4.52})$$

Это в точности совпадает с полученным ранее выражением (П.4.8). Теперь используем метод следов, чтобы показать, что результат не изменится при наличии во взаимодействии членов, не сохраняющих четности. Например, для V -взаимодействия

$$|H_{fi}|^2 = \frac{1}{2} \text{Sp} [(g_V + g'_V \gamma_5) \Lambda_v^- (g_V + g'_V \gamma_5) \Lambda_e^+]. \quad (\text{П.4.53})$$

Известно, что γ_5 коммутирует с α_i , а следовательно, и с Λ_v^- . Поэтому

$$\begin{aligned} |H_{fi}|^2 &= \frac{1}{2} \text{Sp} [(g_V + g'_V \gamma_5)^2 \Lambda_v^- \Lambda_e^+] = \\ &= \frac{1}{2} \text{Sp} [(g_V^2 + g_V'^2 + 2g_V g_V' \gamma_5) \Lambda_v^- \Lambda_e^+]. \quad (\text{П.4.54}) \end{aligned}$$

Первые два члена дают, как и прежде, одинаковый, результат, а третий член дает 0, так как

$$\text{Sp} \gamma_5 = \text{Sp}(i\alpha_x \alpha_y \alpha_z \beta) = 0 \quad (\text{П.4.55})$$

и

$$\text{Sp} (\gamma_3 \alpha_i) = \text{Sp} (\gamma_3 \sigma_i) = \text{Sp} (\gamma_3 \beta) = 0. \quad (\text{П.4.56})$$

4.3. СКАЛЯРНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И ФИРЦЕВСКАЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ

Для S -взаимодействия в лептонный ковариант входит дополнительный множитель β . Выражения, которые получаются для интересующих нас величин, подобны уже встречавшимся при рассмотрении V -взаимодействия (за исключением изменения знаков в некоторых случаях).

Поляризация лептонов. Для комбинации четных и нечетных связей матричный элемент имеет вид

$$H_{fi} = \frac{1}{\sqrt{2}} \int \Psi_e^+ \beta (g_S + g'_S \gamma_5) \Psi_e. \quad (\text{П.4.57})$$

Выражение для поляризации нейтрино (и антинейтрино) такое же, как и в случае V -взаимодействия [см. выражение (П.4.13)], но с заменой $g_V \rightarrow g_S$, $g_V' \rightarrow g_S'$. Однако для электрона матричный элемент (П.4.57) следует переписать так:

$$H_{fi} = \frac{1}{\sqrt{2}} \int \Psi_e^+ \beta (g_S - g'_S \gamma_5) \Psi_e^*. \quad (\text{П.4.58})$$

Сравнив это выражение с (П.4.15), видим, что поляризация электрона теперь имеет противоположный знак, т. е. для S -взаимодействия

$$\mathcal{P}_e^- = \frac{v_e}{c} \mathcal{P}_e^+. \quad (\text{П.4.59})$$

Исторически первой была измерена поляризация электрона. Она оказалась отрицательной $\approx -v_e/c$. Это накладывает требования: $g_V' = g_V$ для V - и $g_S' = -g_S$ для S -взаимодействия. Поляризация нейтрино этих двух взаимодействий, конечно, имеет противоположный знак.

$e - \bar{\nu}$ -Корреляция. Для S -взаимодействия (если четность сохраняется)

$$|H_{fi}|^2 = \text{Sp}(\beta \Lambda^- \beta \Lambda_e^+). \quad (\text{П.4.60})$$

Используя коммутационные правила для дираковских матриц, нетрудно видеть, что это выражение не отличается от $|H_{fi}|^2$ для V -взаимодействия [см. (П.4.49)]. Только в последнем случае импульс нейтрино направлен в противоположную сторону. Таким образом,

$$|H_{fi}|^2 = 1 - \frac{v_e}{c} \cos \theta_{e, \bar{\nu}}. \quad (\text{П.4.61})$$

Смесь S и V -взаимодействий. Если в β -взаимодействии входят S - и V -члены, то в гамильтониан следует включить дополнительное слагаемое

$$2g_S g_V \text{Sp}(\beta \Lambda_e^- \Lambda_e^+) = 2g_S g_V \frac{m_e c^2}{E_e}. \quad (\text{П.4.62})$$

Это фирцевский интерференционный член.

4.4. ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ГАМОВА—ТЕЛЛЕРА

Для взаимодействий Гамова—Теллера суммирование по всем возможным спиновым состояниям чрезвычайно утомительно. Однако, если использовать метод следов, вычисления неаппаратно сложнее, чем в случае взаимодействия Ферми.

Лептонные поляризации для аксиально-векторного A -взаимодействия. Для комбинации четных и нечетных связей матричный элемент

$$H_{fi} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\mu} \int \sigma_{\nu} \Psi_e^{\dagger} \sigma_{\mu} (g_A + g_A' \gamma_5) \Psi_i^{\dagger} \quad (\text{П.4.63})$$

и так как σ_{μ} коммутирует с γ_5 ,

$$H_{fi} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\mu} \int \sigma_{\nu} [\Psi_e^{\dagger} \sigma_{\mu} (g_A + g_A' \gamma_5) \Psi_e]^{\dagger}, \quad (\text{П.4.64})$$

Таким образом, для всех лептонных поляризаций получаются такие же выражения, как и для V -взаимодействия, при условии замены $g_V \rightarrow g_A$ и $g_V' \rightarrow g_A'$.

$e - \bar{\nu}$ -Корреляция для A -взаимодействия. Если $g_A' = 0$ (поэтому в дальнейших формулах опущен множитель $1/\sqrt{2}$), то матричный элемент (П.4.64) имеет вид

$$H_{fi} = g_A \sum_{\mu} \int \sigma_{\nu} \Psi_e^{\dagger} \sigma_{\mu} \Psi_i \quad (\text{П.4.65})$$

или

$$|H_{fi}|^2 = g_A^2 \sum_{\mu} \sum_{\nu} \int \sigma_{\nu} (\sigma_{\nu})^* \Psi_e^{\dagger} \sigma_{\mu} \Psi_i (\Psi_e^{\dagger} \sigma_{\nu} \Psi_e)^*. \quad (\text{П.4.66})$$

Предположим, что ядра не поляризованы. Тогда, усредняя по направлениям ядерного спина и используя инвариантность относительно вращений, получаем

$$\int \sigma_{\nu} \int \sigma_{\nu}^* = 0, \quad \text{если } \mu \neq \nu. \quad (\text{П.4.67})$$

т. е. $\int \sigma_{\nu} \int \sigma_{\nu} = 0$. С другой стороны,

$$|\int \sigma|^2 = |\int \sigma_x|^2 + |\int \sigma_y|^2 + |\int \sigma_z|^2, \quad (\text{П.4.68})$$

а

$$\left| \int \sigma_{\mu} \right|^2 = \frac{1}{3} \left| \int \sigma \right|^2. \quad (\text{П.4.69})$$

В этом случае

$$\begin{aligned} |H_{fi}|^2 &= \frac{1}{3} g_A^2 \left| \int \sigma \right|^2 \sum_{\mu} (\Psi_e^{\dagger} \sigma_{\mu} \Psi_e)^2 = \\ &= \frac{1}{3} g_A^2 \left| \int \sigma \right|^2 \text{Sp} \left(\sum_{\mu} \sigma_{\mu} \Lambda_e^- \sigma_{\mu} \Lambda_e^+ \right). \end{aligned} \quad (\text{П.4.70})$$

Подставив вместо Λ_e^- и Λ_e^+ их значения, найдем

$$\begin{aligned} \sum_{\mu} \sigma_{\mu} \Lambda_e^- \sigma_{\mu} \Lambda_e^+ &= \frac{1}{4} \sum_{\mu} \left[\sigma_{\mu} \left(1 + \frac{\alpha \cdot \mathbf{v}_e}{c} \right) \times \right. \\ &\quad \left. \times \sigma_{\mu} \left(1 + \frac{\beta m_e c^2}{|E_e|} + \frac{\alpha \cdot \mathbf{v}_e}{c} \right) \right]. \end{aligned} \quad (\text{П.4.71})$$

Если учесть, что

$$\sum_{\mu} \sigma_{\mu} \sigma_{\mu} = 3, \quad (\text{П.4.72})$$

$$\begin{aligned} \sum_{\mu} \sigma_{\mu} \alpha_x \sigma_{\mu} &= \sigma_x \alpha_x \sigma_x + \sigma_y \alpha_x \sigma_y + \sigma_z \alpha_x \sigma_z = \\ &= \alpha_x - \alpha_x - \alpha_x = -\alpha_x, \end{aligned} \quad (\text{П.4.73})$$

то

$$\sum_{\mu} \sigma_{\mu} (\mathbf{z} \cdot \mathbf{v}_{\mu}) \sigma_{\mu} = -(\mathbf{z} \cdot \mathbf{v}_{\mu}) \quad (\text{П.4.74})$$

и

$$\begin{aligned} \sum_{\mu} \sigma_{\mu} \Lambda_{\nu}^{-} \sigma_{\mu} \Lambda_{\nu}^{+} &= \frac{1}{4} \left(3 - \frac{\mathbf{z} \cdot \mathbf{v}_{\nu}}{c} \right) \times \\ &\times \left(1 + \frac{\beta m_i c^2}{E_e} + \frac{\mathbf{z} \cdot \mathbf{v}_{\nu}}{c} \right). \end{aligned} \quad (\text{П.4.75})$$

Вычислив след, найдем

$$\text{Sp} \left(\sum_{\mu} \sigma_{\mu} \Lambda_{\nu}^{-} \sigma_{\mu} \Lambda_{\nu}^{+} \right) = 3 - \frac{\mathbf{v}_{\nu} \cdot \mathbf{v}_{\nu}}{c^2}. \quad (\text{П.4.76})$$

Окончательно

$$|H_{fi}|^2 = g_V^2 \left| \int \sigma \right|^2 \left(1 - \frac{1}{3} \frac{v_e}{c} \cos \theta_{e, \nu} \right). \quad (\text{П.4.77})$$

Общая комбинация взаимодействий. Для тензорного T -взаимодействия получается такой же результат, как и для A -взаимодействия, только с противоположным знаком перед v/c .

Рассмотрим β -взаимодействие, представляющее линейную комбинацию S , V , T и A . В этом случае появляются интерференционные члены типа фермиевских, только между S и V и между T и A . Вследствие инвариантности относительно вращений, перекрестные члены, обусловленные взаимодействиями Гамова — Теллера и Ферми, как легко показать, равны нулю, во всяком случае для неполяризованных ядер. Усредняя по всем направлениям, найдем для β -распада

$$\begin{aligned} |H_{fi}|^2 &= (g_S^2 + g_V^2) \left| \int 1 \right|^2 + (g_T^2 + g_A^2) \left| \int \sigma \right|^2 \pm \\ &\pm \frac{2m_i c^2}{E_e} (g_S g_V \left| \int 1 \right|^2 + g_T g_A \left| \int \sigma \right|^2). \end{aligned} \quad (\text{П.4.78})$$

и для e — ν -угловой корреляции

$$1 + a \frac{v_e}{c} \cos \theta_{e, \nu}, \quad (\text{П.4.79})$$

где

$$a = \frac{(g_V^2 - g_S^2) \left| \int 1 \right|^2 + \frac{1}{3} (g_T^2 - g_A^2) \left| \int \sigma \right|^2}{(g_V^2 + g_S^2) \left| \int 1 \right|^2 + (g_T^2 + g_A^2) \left| \int \sigma \right|^2}. \quad (\text{П.4.80})$$

ПРИЛОЖЕНИЕ 5

ВЫЧИСЛЕНИЕ МАТРИЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ГАМОВА—ТЕЛЛЕРА НА ОСНОВАНИИ ОДНОЧАСТИЧНОЙ МОДЕЛИ

Матричный элемент Гамова — Теллера для β^- -перехода имеет вид

$$\langle \Psi_f^+ | \sum_k \sigma_{\mu}(k) Q^+(k) | \Psi_i \rangle,$$

где Ψ_i и Ψ_f — волновые функции начального и конечного состояний ядра, а Q^+ — оператор, превращающий нейтрон n в протон p . Согласно одночастичной модели, эти две волновые функции отличаются только состоянием одного из нуклонов. Предположим, что происходит переход $j \rightarrow j$.

Чтобы вычислить $|\int \sigma|^2$, который входит в коэффициент пропорциональности выражения, определяющего вероятность β -распада, мы должны, конечно, просуммировать по азимутальному квантовому числу m_j конечного состояния и по декартовым компонентам σ_{μ} ($\mu = x, y, z$). При распаде неполяризованных ядер инвариантность относительно вращений требует, чтобы матричный элемент $|\int \sigma|^2$ не зависел от азимутального квантового числа m_i начального состояния. Таким образом,

$$\left| \int \sigma \right|^2 = \sum_{\mu} \sum_{m_j} \langle \Psi_{p_j}^+ | \sigma_{\mu} Q^+ | \Psi_{n_i}^{m_i} \rangle^2, \quad (\text{П.5.1})$$

где m_i фиксировано, а n и p обозначают волновую функцию нуклона в начальном и конечном состояниях. Для β^+ -распада мы, конечно, должны переставить n и p и заменить Q^+ на Q^- , а все остальные рассуждения остаются неизменными. Предположение, что j — хорошее квантовое число, означает следующее:

$$j = l + s \text{ — интеграл движения.} \quad (\text{П.5.2})$$

БЕТА-РАСПАД ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЯДЕР

Рассмотрим β -излучение поляризованных ядер. Предположим, что взаимодействие является смесью V и A и справедлива двухкомпонентная теория нейтрино ($g_i^+ = g_i$), а также допустим, что массой покоя электрона можно пренебречь по сравнению с его энергией, т. е. $v_e = c$. В этом случае электрон полностью поляризован в направлении, противоположном его движению, тогда как антинейтрино поляризовано в направлении своего движения.

6.1. ЛЕПТОННЫЕ ВОЛНОВЫЕ ФУНКЦИИ

В гл. 4 показано, что при высказанных предположениях основной (разрешенный) член в плотности гамильтониана β -распада можно записать в таком виде:

$$\begin{aligned} \mathcal{H}' = & \frac{g_V}{\sqrt{2}} \psi_f^\dagger \psi_i \psi_e^\dagger (1 + \gamma_5) \psi_n + \\ & + \frac{g_A}{\sqrt{2}} \psi_f^\dagger \sigma \psi_i \psi_e^\dagger \sigma (1 + \gamma_5) \psi_n. \end{aligned} \quad (\text{П.6.1})$$

Четырехкомпонентные волновые функции ψ можно выразить через двухкомпонентные спиноры Паули χ [см. (П.2.40)]. Известно, что $\chi = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ или $\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ для $s_z = \frac{1}{2}$ и $-\frac{1}{2}$, поэтому

$$\left. \begin{aligned} \psi_f &= \begin{pmatrix} \chi_i \\ 0 \end{pmatrix}, & \psi_{\bar{f}} &= \begin{pmatrix} 0 \\ \chi_f \end{pmatrix}, \\ \psi_e &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} -\chi_e \\ -\chi_e \end{pmatrix}, & \psi_{\bar{e}} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} -\chi_e \\ \chi_e \end{pmatrix} \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.6.2})$$

и

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = & -\sqrt{2} g_V \chi_f^\dagger \chi_i \chi_e^\dagger \chi_n - \sqrt{2} g_A \chi_f^\dagger \sigma \chi_i \chi_e^\dagger \sigma \chi_n = \\ = & \sqrt{2} g_V (-\chi_f^\dagger \chi_i \chi_e^\dagger \chi_n + \lambda \chi_f^\dagger \sigma \chi_i \chi_e^\dagger \sigma \chi_n), \end{aligned} \quad (\text{П.6.3})$$

где

$$\lambda = -g_A/g_V. \quad (\text{П.6.4})$$

Используя векторную модель, можно записать

$$\begin{aligned} \sigma_{\mu\nu} &= \frac{2(\mathbf{s} \cdot \mathbf{j})}{\mathbf{j} \cdot \mathbf{j}} j_{\nu} = \\ = & \frac{\mathbf{j} \cdot \mathbf{j} + \mathbf{s} \cdot \mathbf{s} - 1}{\mathbf{j} \cdot \mathbf{j}} j_{\nu} = \frac{j(j+1) + \frac{3}{4} - 1(l+1)}{j(j+1)} j_{\nu}, \end{aligned} \quad (\text{П.5.3})$$

$$\sigma_{\mu\nu} = D j_{\nu}, \quad (\text{П.5.4})$$

где

$$D = \begin{cases} j^{-1} & \text{для } j = l + \frac{1}{2}, \\ -(j+1)^{-1} & \text{для } j = l - \frac{1}{2}. \end{cases} \quad (\text{П.5.5})$$

После подстановки в (П.5.1) получим

$$|\int \sigma|^2 = D^2 \sum_{\mu} \sum_{m_f} \langle \Psi_{\rho}^{m_f} | j_{\nu} Q^{\dagger} | \Psi_{\alpha}^{m_i} \rangle^2. \quad (\text{П.5.6})$$

Можно, не меняя результата, распространить суммирование на все состояния протона (обозначенные f), так как все конечные состояния, характеризующиеся отличными от начальных состояний значениями j или сферическими функциями, дают матричные элементы, равные нулю. Таким образом,

$$|\int \sigma|^2 = D^2 \sum_{\mu} \langle \Psi_{\alpha}^{m_i} | Q^- j_{\nu} | \sum_f \Psi_{\rho}^f \rangle \langle \Psi_{\rho}^f | j_{\nu} Q^{\dagger} | \Psi_{\alpha}^{m_i} \rangle. \quad (\text{П.5.7})$$

Используя затем свойство полноты, получим

$$\begin{aligned} |\int \sigma|^2 &= D_2 \sum_{\mu} \langle \Psi_{\alpha}^{m_i} | Q^- j_{\nu} j_{\nu} Q^{\dagger} | \Psi_{\alpha}^{m_i} \rangle = \\ = & D^2 \langle \Psi_{\alpha}^{m_i} | \sum_{\mu} j_{\mu}^2 | \Psi_{\alpha}^{m_i} \rangle = D^2 \langle \Psi_{\alpha}^{m_i} | j^2 | \Psi_{\alpha}^{m_i} \rangle = \\ = & D^2 j(j+1). \end{aligned} \quad (\text{П.5.8})$$

Подставляя значение D из (П.5.5), получим конечный результат

$$|\int \sigma|^2 = \begin{cases} \frac{j+1}{j} & \text{для } j = l + \frac{1}{2}, \\ \frac{j}{j+1} & \text{для } j = l - \frac{1}{2}. \end{cases} \quad (\text{П.5.9})$$

(Если, с другой стороны, энергия электрона мала по сравнению с его массой покоя — это выполняется при испускании электронов малых энергий и при K -захвате, то $\psi_e = \begin{pmatrix} \chi_e \\ 0 \end{pmatrix}$. В итоге получим уравнение, отличающееся от (П.6.3) только отсутствием множителя $\sqrt{2}$.) Для электрона, спин которого направлен при движении вдоль оси, характеризуемой полярными углами θ_σ , φ_σ , имеем

$$\chi_\sigma = \begin{pmatrix} \cos \frac{1}{2} \theta_\sigma \\ \sin \frac{1}{2} \theta_\sigma e^{i\varphi_\sigma} \end{pmatrix}. \quad (\text{П.6.5})$$

Это можно проверить, вычислив средние значения σ_x , σ_y и σ_z . Например,

$$\chi_\sigma^\dagger \sigma_x \chi_\sigma = 2 \cos \frac{1}{2} \theta_\sigma \sin \frac{1}{2} \theta_\sigma \cos \varphi_\sigma = \sin \theta_\sigma \cos \varphi_\sigma. \quad (\text{П.6.6})$$

Спиновая функция, соответствующая спину, направленному в противоположную сторону, ортогональна χ_σ и имеет вид

$$\chi_{-\sigma} = \begin{pmatrix} -\sin \frac{1}{2} \theta_\sigma e^{-i\varphi_\sigma} \\ \cos \frac{1}{2} \theta_\sigma \end{pmatrix}. \quad (\text{П.6.7})$$

Следовательно, спинор для электрона, движущегося в направлении θ_σ , φ_σ с $\hat{\sigma} \cdot \hat{p} = -1$, имеет вид

$$\chi_e = \begin{pmatrix} -\sin \frac{1}{2} \theta_e e^{-i\varphi_e} \\ \cos \frac{1}{2} \theta_e \end{pmatrix}. \quad (\text{П.6.8})$$

Волновая функция χ_σ применима к нейтрину, обладающему отрицательной энергией и движущемуся в направлении θ_σ , φ_σ . Однако можно выразить эту волновую функцию через углы, соответствующие антинейтрину, что представляет физический интерес. Таким образом, следует положить

$$\theta_{\bar{\nu}} = \pi - \theta_\sigma, \quad \varphi_{\bar{\nu}} = \pi + \varphi_\sigma. \quad (\text{П.6.9})$$

Подставив эти значения в (П.6.6), получим

$$\chi_{\bar{\nu}} = \begin{pmatrix} \sin \frac{1}{2} \theta_\sigma \\ -\cos \frac{1}{2} \theta_\sigma e^{i\varphi_\sigma} \end{pmatrix}. \quad (\text{П.6.10})$$

6.2. Переход $0 \rightarrow 0$

Если происходит переход $0 \rightarrow 0$, то $\int \sigma = 0$. В этом случае

$$\mathcal{H}' = -\sqrt{2} g_V \chi_\nu^\dagger \chi_{i\ell} \chi_\nu, \quad (\text{П.6.11})$$

$$H_{fi}^2 = 2g_V^2 \left| \int 1^2 \chi_e^\dagger \chi_{\bar{\nu}} \right|^2. \quad (\text{П.6.12})$$

Обратим внимание, что отсутствует суммирование по спинам. Это пример расчета, который проще выполнить, используя двухкомпонентную теорию, чем теорию с сохраняющейся четностью.

Подставив (П.6.8) и (П.6.10) вместо волновых функций, входящих в (П.6.12), получим

$$\begin{aligned} H_{fi}^2 &= 2g_V^2 \left| \int 1^2 \left[-\sin \frac{1}{2} \theta_e \sin \frac{1}{2} \theta_{\bar{\nu}} e^{i\varphi_e} - \cos \frac{1}{2} \theta_e \times \right. \right. \\ &\times \left. \left. \cos \frac{1}{2} \theta_{\bar{\nu}} e^{i\varphi_{\bar{\nu}}} \right]^2 \right| = 2g_V^2 \left| \int 1^2 \left[\sin^2 \frac{1}{2} \theta_e \sin^2 \frac{1}{2} \theta_{\bar{\nu}} + \right. \right. \\ &\left. \left. + \cos^2 \frac{1}{2} \theta_e \cos^2 \frac{1}{2} \theta_{\bar{\nu}} + \right. \right. \\ &\left. \left. + 2 \sin \frac{1}{2} \theta_e \cos \frac{1}{2} \theta_e \sin \frac{1}{2} \theta_{\bar{\nu}} \cos \frac{1}{2} \theta_{\bar{\nu}} \cos (\varphi_e - \varphi_{\bar{\nu}}) \right] \right| \quad (\text{П.6.13}) \end{aligned}$$

или

$$\begin{aligned} H_{fi}^2 &= g_V^2 \left| \int 1^2 [1 + \cos \theta_e \cos \theta_{\bar{\nu}} + \sin \theta_e \sin \theta_{\bar{\nu}} \cos (\varphi_e - \varphi_{\bar{\nu}})] \right| = \\ &= g_V^2 \left| \int 1^2 (1 + \cos \theta_{\bar{\nu}}) \right|. \quad (\text{П.6.14}) \end{aligned}$$

Равенство (П.6.14) можно рассматривать как частный случай угловой корреляции $1 + a \cos \theta_{\bar{\nu}}$ с $a=1$ (это выражение совпадает с результатом для V -взаимодействия с $v=c$), полученной в Приложении 4. Наконец, отметим, что из-за отсутствия ядерного спина электронное распределение изотропно.

6.3. ПЕРЕХОД $I \rightarrow I-1$

Теперь рассмотрим переход, сопровождаемый изменением полного углового момента, в частности переход $I \rightarrow I-1$. К переходам такого типа относится распад ^{60}Co . Поскольку в этих переходах угловой момент меняется на 1, переход является гамов-теллеровским, поэтому матричный элемент Ферми $\int \sigma_+ \psi_e^+ \sigma_- \psi_\nu$ должен обращаться в нуль. Вычислим угловое распределение испущенных антинейтрино и электронов. Для простоты рассмотрим случай, когда $M_i = I_{zi} = I_i$. Тогда $M_i = I_f = I_i - 1$. Используем операторы σ_+ и σ_- , что существенно упрощит расчеты:

$$\int \sigma \psi_e^+ \sigma \psi_\nu = \int \sigma_z \psi_e^+ \sigma_z \psi_\nu + \int \sigma_+ \psi_e^+ \sigma_- \psi_\nu + \int \sigma_- \psi_e^+ \sigma_+ \psi_\nu, \quad (\text{П.6.15})$$

$$\left. \begin{aligned} \sigma_+ &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\sigma_x + i\sigma_y) = \begin{pmatrix} 0 & \sqrt{2} \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \\ \sigma_- &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\sigma_x - i\sigma_y) = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ \sqrt{2} & 0 \end{pmatrix}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.6.16})$$

Поскольку известно, что у χ_i M на 1 меньше, чем у χ_f , то только последний член не равен нулю. Таким образом,

$$\mathcal{H} = \sqrt{2} g_V \lambda_f \sigma_- \chi_i \chi_e^+ \chi_\nu. \quad (\text{П.6.17})$$

Если ввести обозначения

$$\chi_e = \begin{pmatrix} \chi_e^{(1)} \\ \chi_e^{(2)} \end{pmatrix}, \quad \chi_\nu = \begin{pmatrix} \chi_\nu^{(1)} \\ \chi_\nu^{(2)} \end{pmatrix}, \quad (\text{П.6.18})$$

то

$$\mathcal{H} = 2g_V \lambda_f \sigma_- \chi_i (\chi_e^{(1)})^* \chi_\nu^{(2)}, \quad (\text{П.6.19})$$

ио

$$(\chi_e^{(1)})^* \chi_\nu^{(2)} = \sin \frac{1}{2} \theta_e \cos \frac{1}{2} \theta_\nu e^{i(\varphi_e + \varphi_\nu)}. \quad (\text{П.6.20})$$

Таким образом, для $M_i = I$

$$H_{fi}^2 = 4g_V^2 \lambda^2 \left| \int \sigma_- \right|^2 \sin^2 \frac{1}{2} \theta_e \cos^2 \frac{1}{2} \theta_\nu \quad (\text{П.6.21})$$

или

$$H_{fi}^2 = g_V^2 \lambda^2 \left| \int \sigma_- \right|^2 (1 - \cos \theta_e) (1 + \cos \theta_\nu). \quad (\text{П.6.22})$$

Углы отсчитываются от направления спина ядра.

368

Если бы мы сначала рассмотрели случай, когда $M_i = -I_i$, то нашли бы, что вместо $\int \sigma_- \psi_e^+ \sigma_+ \psi_\nu$ был бы отличен от нуля член $\int \sigma_+ \psi_e^+ \sigma_- \psi_\nu$. Для этого случая

$$H_{fi}^2 = g_V^2 \lambda^2 \left| \int \sigma_+ \right|^2 (1 + \cos \theta_e) (1 - \cos \theta_\nu). \quad (\text{П.6.23})$$

Чтобы обобщить это выражение на более общий случай, при котором $M_i \neq \pm I_i$ (не все ядра ориентированы вдоль оси z) отметим, что выражения (П.6.22) и (П.6.23) можно заменить одним:

$$H_{fi}^2 = g_V^2 \lambda^2 \left| \int \sigma_\mp \right|^2 \left[1 - \cos \theta_e \cos \theta_\nu - \frac{M_i}{I_i} (\cos \theta_e - \cos \theta_\nu) \right], \quad (\text{П.6.24})$$

где \pm соответствуют $M_i = \pm I_i$. Возможное обобщение этого выражения (которое может быть получено на основании точного расчета) тогда будет иметь вид

$$H_{fi}^2 = g_V^2 \lambda^2 \left| \int \sigma \right|^2 \left[1 - \cos \theta_e \cos \theta_\nu - \frac{\langle I_z \rangle_i}{I} (\cos \theta_e - \cos \theta_\nu) \right]. \quad (\text{П.6.25})$$

Ядерный матричный элемент $|\int \sigma|^2$ определяется следующим образом:

$$|\int \sigma|^2 = \sum_{M_f} \left| \int \chi_f^+ \sigma_\mu \chi_i \right|^2. \quad (\text{П.6.26})$$

Независимо от значения M_i (см. Приложение 5)

$$|\int \sigma|^2 = |\int \chi_f^+ \sigma_z \chi_i|^2 + |\int \chi_f^+ \sigma_+ \chi_i|^2 + |\int \chi_f^+ \sigma_- \chi_i|^2. \quad (\text{П.6.27})$$

Здесь в каждом члене появляется только одно значение M_f : M_i для σ_z и $M_i \pm 1$ для σ_\pm . Если мы выберем $M_i = I_i$, первые два члена исчезнут, так как M_f должно быть не больше $I_f = I_i - 1$. Тогда

$$|\int \sigma|^2 = |\int \chi_f^+ \sigma_- \chi_i|^2. \quad (\text{П.6.28})$$

Однако нас интересовала здесь только угловая корреляция, которая не зависит от величины $|\int \sigma|^2$. Если мы наблюдаем только испущенные электроны, то следует усреднять по направлениям испущенного антинейтрино. Поскольку $\langle \cos \theta_\nu \rangle = 0$, то в этом случае угловое распределение электронов имеет вид

$$1 - \frac{\langle I_z \rangle_i}{I_i} \cos \theta_e, \quad (\text{П.6.29})$$

что соответствует максимуму, направленному назад для $\langle I_z \rangle_i > 0$. Распределение антинейтрино имеет максимум, направленный вперед:

$$1 + \frac{\langle I_z \rangle_i}{I_i} \cos \theta_{\bar{\nu}}. \quad (\text{П.6.30})$$

Поскольку была использована двухкомпонентная теория нейтрино, нетрудно понять на основании физических соображений, почему это должно выполняться. При переходе $I \rightarrow I-1$ электрон и антинейтрино порознь должны уносить $+1/2$ единицы углового момента в одном и том же направлении. Однако $\sigma \cdot p = p$ для антинейтрино (спин параллелен его импульсу) и $\sigma \cdot p = -p$ для электрона (спин антипараллелен его импульсу), поэтому видно, что частицы должны преимущественно испускаться так: антинейтрино параллельно I , а электроны антипараллельно в соответствии с законом сохранения углового момента.

В случае неполяризованных ядер $\langle I_z \rangle_i = 0$ угловое распределение имеет вид

$$1 - \cos \theta_e \cos \theta_{\bar{\nu}}. \quad (\text{П.6.31})$$

Применив теорему векторного сложения

$$\cos \theta_{\bar{\nu}} = \cos \theta_{\bar{\nu}} \cos \theta_e + \sin \theta_{\bar{\nu}} \sin \theta_e \cos (\varphi_{\bar{\nu}} - \varphi_e) \quad (\text{П.6.32})$$

и усреднив по θ_e и φ_e , найдем на основании

$$\langle \cos \theta_e \sin \theta_e \rangle = 0, \quad \langle \cos^2 \theta_e \rangle = \frac{1}{3}, \quad (\text{П.6.33})$$

что

$$H_{ii}^2 = g^2 \lambda^2 \left| \int \sigma \right|^2 \left(1 - \frac{1}{3} \cos \theta_{\bar{\nu}} \right). \quad (\text{П.6.34})$$

Этот результат повторяет полученную формулу (П.4.77) A -взаимодействия.

6.4. БЕТА-РАСПАД НЕЙТРОНА

Теперь рассмотрим β -распад нейтрона, для которого плотность гамильтониана

$$\mathcal{H} = \sqrt{2} g_V (-\chi_p^\dagger \chi_n \chi_e^\dagger \chi_\nu + \lambda \sum_{i,p} \chi_p^\dagger \sigma_p \chi_n \chi_e^\dagger \sigma_p^\dagger \chi_\nu). \quad (\text{П.6.35})$$

Так как нейтрон и протон имеют спин $1/2$, возможны два конечных состояния, по которым должно быть произведено суммирование. Спин протона может быть параллелен спину нейтрона (нет изменения ориентации спина) и может быть антипараллелен ему (меняется ориентация спина).

Итак, предположим, что спин нейтрона направлен «вверх». Тогда

$$|H_{fi}| = |H_{f1}|^2 + |H_{f2}|^2. \quad (\text{П.6.36})$$

Для частного случая β -распада ядерные матричные элементы могут быть вычислены точно. Сначала найдем матричные элементы, соответствующие переходам без изменения ориентации спина:

$$f_1 = 1, \quad f_{\sigma_+} = 0, \quad f_{\sigma_-} = 0, \quad f_{\sigma_z} = 1, \quad (\text{П.6.37})$$

поэтому

$$H_{f1} = \sqrt{2} g_V (-\chi_e^\dagger \chi_\nu + \lambda \chi_e^\dagger \sigma_z \chi_\nu). \quad (\text{П.6.38})$$

После подстановки спиноров

$$\begin{aligned} |H_{f1}|^2 = 2g_V^2 & \left\{ (1-\lambda)(1-\lambda^*) \sin^2 \frac{1}{2} \theta_e \sin^2 \frac{1}{2} \theta_{\bar{\nu}} + \right. \\ & + (1+\lambda)(1+\lambda^*) \cos^2 \frac{1}{2} \theta_e \cos^2 \frac{1}{2} \theta_{\bar{\nu}} + \\ & + 2 \operatorname{Re} \left[(1+\lambda^*)(1-\lambda) e^{i(\varphi_e - \varphi_{\bar{\nu}})} \right] \times \\ & \left. \times \sin \frac{1}{2} \theta_e \cos \frac{1}{2} \theta_{\bar{\nu}} \cos \frac{1}{2} \theta_e \sin \frac{1}{2} \theta_{\bar{\nu}} \right\}, \quad (\text{П.6.39}) \end{aligned}$$

где $z = \operatorname{Re} z + i \operatorname{Im} z$. Используя тригонометрические формулы и соотношение

$$\operatorname{Re} [(1+\lambda^*)(1-\lambda) e^{i\varphi}] = (1-|\lambda|^2) \cos \varphi + 2 \operatorname{Im} \lambda \sin \varphi, \quad (\text{П.6.40})$$

найдем

$$\begin{aligned} |H_{f1}|^2 = g_V^2 & \left\{ (1+|\lambda|^2) (1 + \cos \theta_e \cos \theta_{\bar{\nu}}) + \right. \\ & + (1-|\lambda|^2) [\sin \theta_e \sin \theta_{\bar{\nu}} \cos (\varphi_e - \varphi_{\bar{\nu}})] + \\ & + 2 \operatorname{Re} \lambda (\cos \theta_e + \cos \theta_{\bar{\nu}}) + \\ & \left. + 2 \operatorname{Im} \lambda [\sin \theta_e \sin \theta_{\bar{\nu}} \sin (\varphi_e - \varphi_{\bar{\nu}})] \right\}. \quad (\text{П.6.41}) \end{aligned}$$

Поскольку

$$\cos \theta_e \cos \theta_{\bar{\nu}} + \sin \theta_e \sin \theta_{\bar{\nu}} \cos (\varphi_e - \varphi_{\bar{\nu}}) = \cos \theta_{e\bar{\nu}} \quad (\text{П.6.42})$$

и

$$\sin \theta_e \sin \theta_{\bar{\nu}} \sin (\varphi_e - \varphi_{\bar{\nu}}) = -\cos \theta_{e\bar{\nu}}, \quad (\text{П.6.43})$$

выражение (П.6.41) можно переписать

$$|H_{11}|^2 = g_V^2 [1 + |\lambda|^2 + 2|\lambda|^2 \cos \theta_e \cos \theta_{\bar{\nu}} + (1 - |\lambda|^2) \cos \theta_{e\bar{\nu}} + 2 \operatorname{Re} \lambda (\cos \theta_e + \cos \theta_{\bar{\nu}}) - 2 \operatorname{Im} \lambda \cos \theta_{e\bar{\nu}}]. \quad (\text{П.6.44})$$

Вычислим теперь $|H_{11}|^2$. Из-за того что ориентация спина изменяется, вклад дает только член $\int \sigma_- \int \sigma_+$, входящий в (П.6.15):

$$\int 1 = \int \sigma_+ = \int \sigma_z = 0, \quad \int \sigma_- = \sqrt{2}. \quad (\text{П.6.45})$$

Поэтому

$$H_{11} = 2g_V \lambda \chi_e^\dagger \sigma_+ \chi_e. \quad (\text{П.6.46})$$

Подставив лептонные спиноры, имеем

$$|H_{11}|^2 = 2g_V^2 |\lambda|^2 (1 - \cos \theta_e + \cos \theta_{\bar{\nu}} - \cos \theta_e \cos \theta_{\bar{\nu}}), \quad (\text{П.6.47})$$

что совпадает с (П.6.22). Сложив (П.6.44) и (П.6.47), найдем

$$|H_{fi}|^2 = |H_{11}|^2 + |H_{12}|^2 = g_V^2 [1 + 3|\lambda|^2 + 2(\operatorname{Re} \lambda - |\lambda|^2) \cos \theta_e + 2(\operatorname{Re} \lambda + |\lambda|^2) \cos \theta_{\bar{\nu}} + (1 - |\lambda|^2) \cos \theta_{e\bar{\nu}} - 2 \operatorname{Im} \lambda \cos \theta_{e\bar{\nu}}]. \quad (\text{П.6.48})$$

Более подробные вычисления [242] показывают, что это выражение для $|H|^2$ остается справедливым с небольшими изменениями даже тогда, когда $v_e < c$ и $g'_i \neq g_i$. В этом случае

$$|H_{fi}|^2 = \xi \left[1 + a \frac{v_e \cdot v_{\bar{\nu}}}{c^2} + A \frac{v_e \cdot \mathbf{l}_i}{c} + B \frac{v_{\bar{\nu}} \cdot \mathbf{l}_i}{c} + D \frac{v_e \times v_{\bar{\nu}} \cdot \mathbf{l}_i}{c^2} \right], \quad (\text{П.6.49})$$

где

$$\left. \begin{aligned} \xi &= \frac{1}{2} [|g_V|^2 + |g'_V|^2 + 3|g_A|^2 + 3|g'_A|^2], \\ a\xi &= \frac{1}{2} [|g_V|^2 + |g'_V|^2 - |g_A|^2 - |g'_A|^2], \\ A\xi &= [-\operatorname{Re} (g_V g'_A + g'_V g_A) \mp (g_A g'_A + g'_A g_A)], \\ B\xi &= [-\operatorname{Re} (g_V g'_A + g'_V g_A) \pm (g_A g'_A + g'_A g_A)], \\ D\xi &= -\operatorname{Im} (g_V g'_A + g'_V g_A) \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.6.50})$$

для β^{\mp} -распада. Для β^- -распада при максимальном нарушении сохранения четности $g'_i = g_i$ соотношения (П.6.50) сводятся к

$$\left. \begin{aligned} \xi &= g_V^2 [1 + 3|\lambda|^2], \quad a\xi = g_V^2 [1 - |\lambda|^2], \\ A\xi &= 2g_V^2 [\operatorname{Re} \lambda - |\lambda|^2], \quad B\xi = 2g_V^2 [\operatorname{Re} \lambda + |\lambda|^2], \\ D\xi &= -2g_V^2 \operatorname{Im} \lambda. \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.6.51})$$

Входящее в эти выражения λ определено в (П.6.4).

ПРИЛОЖЕНИЕ 7

СВОЙСТВА МЮОННОГО РАСПАДА

Для удобства рассмотрим распад

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e, \quad (\text{П.7.1})$$

но, используя *CPT*-теорему, можно получить результаты, применимые для описания μ^+ -распада. Из *CPT*-теоремы следует, что при замене всех частиц античастицами все величины остаются неизменными, за исключением спинов, которые меняют свое направление.

7.1. МАТРИЧНЫЙ ЭЛЕМЕНТ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Этот процесс можно записать в виде

$$\mu^- + \nu_e \rightarrow \nu_\mu + e^-, \quad (\text{П.7.2})$$

аналогичном записи процесса β^- -распада

$$n + \nu \rightarrow p + e^-. \quad (\text{П.7.3})$$

Будем исходить из V - A -взаимодействия с максимальным нарушением четности:

$$g'_V = g_V = -g'_A = -g_A = g_\mu. \quad (\text{П.7.4})$$

В таком случае (см. разд. 7.1) плотность гамильтониана

$$\mathcal{H} = \frac{1}{\sqrt{2}} g_\mu \sum_\mu \tilde{\Psi}_\mu \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \Psi_\mu \tilde{\Psi}_e \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \Psi_e. \quad (\text{П.7.5})$$

(Не должно возникать недоразумений из-за двойного использования индекса μ , представляющего как индекс суммирования, так и индекс мюонного спинора.) Кроме того,

$$(1 + \gamma_5) \Psi_e = 2\Psi_e \quad (\text{П.7.6})$$

и

$$\begin{aligned} \tilde{\Psi}_\mu \gamma_\mu (1 + \gamma_5) &= \Psi_\mu^\dagger \gamma_4 (1 - \gamma_5) \gamma_\mu = \\ &= \Psi_\mu^\dagger (1 + \gamma_5) \gamma_4 \gamma_\mu = 2\tilde{\Psi}_\mu \gamma_\mu. \end{aligned} \quad (\text{П.7.7})$$

Таким образом,

$$\mathcal{H} = \sqrt{8} g_\mu \sum_\mu \tilde{\Psi}_\mu \gamma_\mu \Psi_\mu \tilde{\Psi}_e \gamma_\mu \Psi_e. \quad (\text{П.7.8})$$

Выражая γ_μ через α_μ и β и используя соотношение $\tilde{\Psi} = \Psi^\dagger \beta$, находим

$$\mathcal{H} = \sqrt{8} g_\mu (\Psi_\mu^\dagger \beta_\mu \Psi_e^\dagger \Psi_e - \Psi_\mu^\dagger \alpha_\mu \Psi_e^\dagger \alpha \Psi_e). \quad (\text{П.7.9})$$

Пренебрегая массой покоя электрона, можно записать двухчастичные волновые функции в простой двухкомпонентной форме (П.2.33)

$$\Psi_\mu = \begin{pmatrix} \chi_\mu \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \Psi_e = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \chi_e \\ -\chi_e \end{pmatrix}, \quad (\text{П.7.10})$$

$$\Psi_\mu^\dagger = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \chi_\mu \\ -\chi_\mu \end{pmatrix}, \quad \Psi_e^\dagger = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} -\chi_e \\ \chi_e \end{pmatrix}.$$

Ясно, что

$$\Psi_\mu^\dagger \Psi_\mu = \frac{1}{\sqrt{2}} \chi_\mu^\dagger \chi_\mu, \quad \Psi_\mu^\dagger \alpha \Psi_\mu = \frac{1}{\sqrt{2}} \chi_\mu^\dagger \sigma \chi_\mu, \quad (\text{П.7.11})$$

$$\Psi_e^\dagger \Psi_e = -\chi_e^\dagger \chi_e, \quad \Psi_e^\dagger \alpha \Psi_e = -\chi_e^\dagger \sigma \chi_e, \quad (\text{П.7.12})$$

а плотность гамильтониана, выраженная через двухкомпонентные волновые функции.

$$\mathcal{H} = 2g_\mu (-\chi_\mu^\dagger \chi_\mu \chi_e^\dagger \chi_e + \chi_\mu^\dagger \sigma \chi_\mu \chi_e^\dagger \sigma \chi_e). \quad (\text{П.7.13})$$

Для определенности будем полагать, что квантование происходит относительно направления импульса испущенного электрона, с которым совмещена ось z , и вектор спина мюона лежит в плоскости xz (рис. П.7.1).

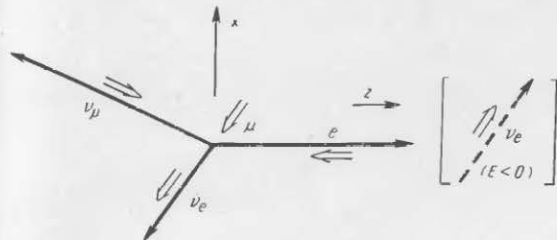


Рис. П.7.1. Схема спиновых моментов для мюонного распада, длинные и короткие стрелки указывают соответственно направления импульсов и спинов.

В начале Приложения 6 было отмечено, что спиноры Паули можно представить в виде

$$\left. \begin{aligned} \chi_\mu &= \begin{pmatrix} \cos \frac{1}{2} \theta_\mu \\ \sin \frac{1}{2} \theta_\mu e^{i\varphi_\mu} \end{pmatrix}, \quad \chi_\nu = \begin{pmatrix} \cos \frac{1}{2} \theta_\nu \\ \sin \frac{1}{2} \theta_\nu \end{pmatrix}, \\ \chi_e &= \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad \chi_e = \begin{pmatrix} \cos \frac{1}{2} \theta_e \\ \sin \frac{1}{2} \theta_e e^{i\varphi_e} \end{pmatrix}, \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.7.14})$$

где углы характеризуют полярные координаты направлений векторов спинов частиц, отсчитываемые от оси z . Таким образом,

$$\mathcal{H} = -4g_\mu \sum_i (a \hat{O}_i b) (c \hat{O}_i d), \quad (\text{П.7.15})$$

где $\hat{O}_i = 1, i\sigma_x, i\sigma_y, i\sigma_z$, а σ — матрицы Паули.

Представив a в виде $a = \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}$ и используя аналогичные обозначения для b, c и d , получим

$$\left. \begin{aligned} a^+ b &= a_1^+ b_1 + a_2^+ b_2, & a^+ \sigma_x b &= a_1^+ b_2 + a_2^+ b_1, \\ a^+ \sigma_y b &= -ia_1^+ b_2 + ia_2^+ b_1, & a^+ \sigma_z b &= a_1^+ b_1 - a_2^+ b_2. \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.7.16})$$

Раскрыв сумму для H и собрав члены, мы получим для матричного элемента

$$\begin{aligned} H_{fi} &= -4g_\mu (a_1^+ b_1 c_2^* d_2 + a_2^+ b_2 c_1^* d_1 - a_1^+ b_2 c_2^* d_1 - \\ &- a_2^+ b_1 c_1^* d_2) = -4g_\mu (a_1^+ c_2^* - a_2^+ c_1^*) (b_1 d_2 - b_2 d_1). \end{aligned} \quad (\text{П.7.17})$$

Подставив вместо a, b, c и d соответствующие выражения, получим

$$\begin{aligned} H_{fi} &= -4g_\mu \left(\cos \frac{1}{2} \theta_{\nu_\mu} \right) \left(\cos \frac{1}{2} \theta_\mu \sin \frac{1}{2} \theta_e e^{i\varphi_\nu} e - \right. \\ &\quad \left. - \sin \frac{1}{2} \theta_\mu \cos \frac{1}{2} \theta_e \right), \end{aligned} \quad (\text{П.7.18})$$

$$\begin{aligned} |H_{fi}|^2 &= 16g_\mu^2 \left(\cos^2 \frac{1}{2} \theta_{\nu_\mu} \right) \left(\cos^2 \frac{1}{2} \theta_\mu \sin^2 \frac{1}{2} \theta_e + \right. \\ &\quad \left. + \sin^2 \frac{1}{2} \theta_\mu \cos^2 \frac{1}{2} \theta_e - 2 \cos \frac{1}{2} \theta_\mu \sin \frac{1}{2} \theta_e \times \right. \\ &\quad \left. \times \cos \frac{1}{2} \theta_e \sin \frac{1}{2} \theta_e \cos \varphi_e \right). \end{aligned} \quad (\text{П.7.19})$$

При усреднении по азимутальному углу φ_e последний член, содержащий в качестве множителя $\cos \varphi_e$, выпадает.

Используя элементарные тригонометрические соотношения, получим

$$|H_{fi}|^2 = 4g_\mu^2 (1 + \cos \theta_{\nu_\mu}) (1 - \cos \theta_\mu \cos \theta_e). \quad (\text{П.7.20})$$

7.2. ВЕРОЯТНОСТЬ ПЕРЕХОДА

Теперь используем (П.7.20) для вычисления вероятности перехода, что в свою очередь приводит к определению электронного энергетического спектра при распаде мюона. Применив «золотое правило» Ферми для вероятности перехода, получим

$$P = \frac{2\pi}{\hbar} |H_{fi}|^2 \frac{dN_f}{dE} = \frac{2\pi}{\hbar} \int_0^1 |H_{fi}|^2 dN_f \delta(E_f - E_i), \quad (\text{П.7.21})$$

376

где интегрирование означает усреднение по конечным энергетическим состояниям, а δ -функция гарантирует выполнение закона сохранения энергии для всего процесса; dN — фазовое пространство, соответствующее трем частицам: e, ν_e и ν_μ . Его размер ограничен законом сохранения импульса. Любые две частицы могут быть выбраны в качестве независимых, так как импульс третьей однозначно определяется из закона сохранения. Для определенности выберем в качестве двух независимых частиц e и ν_μ . Число конечных состояний, доступных для этих двух частиц, определяется так:

$$dN_f = \frac{E_e^2 dE_e d\Omega_e}{(2\pi\hbar c)^3} \cdot \frac{E_{\nu_\mu}^2 dE_{\nu_\mu} d\Omega_{\nu_\mu}}{(2\pi\hbar c)^3}, \quad (\text{П.7.22})$$

где $d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi \rightarrow 2\pi d \cos \theta$. После подстановки в выражение (П.7.21) получим

$$P = \frac{2\pi}{\hbar} \cdot \frac{E^2}{(2\pi\hbar c)^6} dE_e d\Omega_e I, \quad (\text{П.7.23})$$

где

$$I = \int 2\pi E_{\nu_\mu}^2 dE_{\nu_\mu} d \cos \theta_{\nu_\mu} |H_{fi}|^2 \delta(E_e + E_{\nu_\mu} + E_{\nu_e} - 2E_0), \quad (\text{П.7.24})$$

а $E_0 = m_\mu c^2/2$ — максимальная энергия. Из закона сохранения импульса

$$p_{\nu_\mu} = -p_{\nu_e} - p_e. \quad (\text{П.7.25})$$

Таким образом,

$$p_{\nu_\mu}^2 = p_{\nu_e}^2 + p_e^2 + 2p_{\nu_e} \cdot p_e = p_{\nu_e}^2 + p_e^2 - 2p_{\nu_e} p_e \cos \theta_{\nu_e}. \quad (\text{П.7.26})$$

Так как в рассматриваемом нами приближении $E_i = cp_i$ для электрона и нейтрино, то

$$\cos \theta_{\nu_e} = \frac{E_e^2 + E_{\nu_e}^2 - E_{\nu_\mu}^2}{2E_{\nu_e} E_e}. \quad (\text{П.7.27})$$

Аналогичные рассуждения приводят к соотношениям:

$$p_{\nu_e}^2 = p_{\nu_\mu}^2 + p_e^2 + 2p_{\nu_\mu} \cdot p_e = p_{\nu_\mu}^2 + p_e^2 - 2p_{\nu_\mu} p_e \cos \theta_{\nu_\mu}, \quad (\text{П.7.28})$$

$$\cos \theta_{\nu_\mu} = \frac{E_e^2 + E_{\nu_\mu}^2 - E_{\nu_e}^2}{2E_{\nu_\mu} E_e}, \quad d \cos \theta_{\nu_\mu} = -\frac{E_{\nu_e} dE_{\nu_e}}{E_{\nu_\mu} E_e}. \quad (\text{П.7.29})$$

Можно представить I в виде двойного интеграла по энергиям:

$$\begin{aligned}
 I &= \frac{8\pi g_{\mu}^2}{E_e} \iint E_{\nu_e}^- E_{\nu_{\mu}} \left(1 + \frac{E_e^2 + E_{\nu_{\mu}}^2 - E_{\nu_e}^2}{2E_{\nu_e} E_e} \right) \times \\
 &\times \left(1 - \cos \theta_{\mu} \frac{E_e^2 + E_{\nu_e}^2 - E_{\nu_{\mu}}^2}{2E_{\nu_e} E_e} \right) dE_{\nu_e}^- dE_{\nu_{\mu}} \times \\
 &\times \delta(E_e + E_{\nu_e}^- + E_{\nu_{\mu}} - 2E_0) = \\
 &= \frac{2\pi g_{\mu}^2}{E_e^3} \iint \left(2E_e E_{\nu_{\mu}} + E_e^2 + E_{\nu_{\mu}}^2 - E_{\nu_e}^2 \right) \times \\
 &\times \left[2E_e E_{\nu_e}^- \cos \theta_{\mu} (E_e^2 + E_{\nu_e}^2 - E_{\nu_{\mu}}^2) \right] \times \\
 &\times dE_{\nu_e}^- dE_{\nu_{\mu}} \delta(E_e + E_{\nu_e}^- + E_{\nu_{\mu}} - 2E_0). \quad (\text{П.7.30})
 \end{aligned}$$

Наличие δ -функции требует, чтобы

$$E_{\nu_{\mu}} = 2E_0 - E_e - E_{\nu_e}^-. \quad (\text{П.7.31})$$

Это сводит I к однократному интегралу

$$\begin{aligned}
 I &= \frac{16\pi g_{\mu}^2 E_0}{E_e^3} \int_{E_0 - E_e}^{E_e} (E_0 - E_{\nu_e}^-) \times \\
 &\times \{ E_e E_{\nu_e}^- + \cos \theta_{\mu} [2E_0(E_0 - E_e) - E_{\nu_e}^- (2E_0 - E_e)] \} dE_{\nu_e}^-, \quad (\text{П.7.32})
 \end{aligned}$$

вычисление которого даст

$$I = \frac{8\pi g_{\mu}^2}{3} E_0 [(3E_0 - 2E_e) + \cos \theta_{\mu} (E_0 - 2E_e)]. \quad (\text{П.7.33})$$

Таким образом, число испущенных электронов, энергия которых попадает в интервал $(E_e, E_e + dE_e)$, а сами они движутся внутри телесного угла $d\Omega_e$, равно

$$\begin{aligned}
 N(E_e, \Omega_e) dE_e d\Omega_e &= P = \\
 &= \frac{g_{\mu}^2}{12\pi^4 \hbar^2 c^6} E_0 E_e^2 [(3E_0 - 2E_e) + \cos \theta_{\mu} (E_0 - 2E_e)] dE_e d\Omega_e. \quad (\text{П.7.34})
 \end{aligned}$$

7.3. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ЭЛЕКТРОНОВ

Интегрирование энергетического спектра по углам дает

$$N(E_e) dE_e = \frac{g_{\mu}^2}{3\pi^4 \hbar^2 c^6} E_0 E_e^2 (3E_0 - 2E_e) dE_e \quad (\text{П.7.35})$$

(см. рис. 6.1) и соответствует параметру Мишеля $\rho = 0.75$. Оно совпадает с экспериментальными данными с точностью до радиационных поправок. Ясно, что такой же спектр соответствует μ^+ -распаду, так как он не зависит от спина.

7.4. УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ

Угловая асимметрия в распределении электронов по отношению к направлению спина мюона определяется непосредственно выражением

$$(3E_0 - 2E_e) + \cos \theta_{\mu} (E_0 - 2E_e). \quad (\text{П.7.36})$$

Не следует забывать, что речь идет о полностью поляризованных мюонах, т. е. о мюонах, все спиновые векторы которых параллельны друг другу. Коэффициенты при $\cos \theta$ противоположны по знаку для μ^+ - и μ^- -распадов, для которых анизотропия в распределении электронов по энергиям определяется выражениями:

$$1 \mp \frac{1}{3} \cos \theta \text{ для } E_e = 0, \quad 1 \pm \cos \theta \text{ для } E_e = E_0, \quad (\text{П.7.37})$$

тогда как усреднение по энергии электронов даст

$$1 \pm \frac{1}{3} \cos \theta. \quad (\text{П.7.38})$$

7.5. ПОЛНОЕ ЧИСЛО РАСПАДОВ В ЕДИНИЦУ ВРЕМЕНИ

Полная вероятность распада в секунду ω (связанная со средней продолжительностью жизни соотношением $\omega/\lambda = \tau^{-1}$) может быть получена в результате интегрирования $P(E)$ по энергии. Это даст

$$\begin{aligned}
 \omega &= \int_0^{E_0} N dE = \frac{g_{\mu}^2}{6\pi^4 \hbar^2 c^6} E_0^5 = \frac{g_{\mu}^2}{192\pi^4 \hbar^7} m_{\mu}^5 c^4 = \\
 &= \frac{G^2}{192\pi^3} \left(\frac{m_e c^2}{\hbar} \right)^2 \left(\frac{m_{\mu}}{m_e} \right)^5, \quad (\text{П.7.39})
 \end{aligned}$$

где G — безразмерная константа связи, которая была определена выражением (2.24).

Экспериментальное значение для продолжительности жизни $\tau = 2,198 \cdot 10^{-6}$ сек соответствует константе связи $g_{\beta} = 1,435 \cdot 10^{-49}$ эрг·см³, которая примерно на 2% больше векторной константы связи, характеризующей β -распад ¹⁴O (см. разд. 7.3).

ЛИТЕРАТУРА

1. Abashian A. et al. Phys. Rev. Lett., **13**, 243 (1964).
2. Adams J. B. Phys. Rev., **126**, 1567 (1962).
3. Adler S. L. Phys. Rev. Lett., **14**, 105 (1965).
4. Ahrens T. et al. Phys. Rev., **87**, 663 (1952).
5. Aizenberg-Selove F., Lauritsen T. Nucl. Phys., **11**, 1 (1959).
6. Alvarez L. W. Phys. Rev., **52**, 134 (L) (1937).
7. Alburger D. E., Hughes D. J., Eggler C. Phys. Rev., **78**, 318 (1950).
8. Alburger D. E. Phys. Rev., **79**, 236 (1950).
9. Alaga G. et al. Kgl. danske vid. selskab. Mat-fys. medd., **29**, 9 (1955).
10. Alder K. et al. Rev. Mod. Phys., **28**, 432 (1956).
11. Alder K. et al. Phys. Rev., **107**, 728 (1957).
12. Аллен Дж. Нейтрино. Перев. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1960.
13. Aliman A., MacDonald W. M. Phys. Rev. Lett., **1**, 456 (1958).
14. Allen J. S. et al. Phys. Rev., **116**, 134 (1959).
15. Alikhanov et al. In: Proc. Intern. Conf. on High-Energy Physics. Rochester, 1960, p. 539.
16. Али-Заде С. А., Гуревич И. И., Никольский Б. А. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **40**, 452 (1961).
17. Alikhanov et al. In: Proc. Intern. Conf. of High-Energy Physics. CERN, Geneva, 1962, p. 423.
18. Aliman A., MacDonald W. M. Nucl. Phys., **35**, 593 (1962).
19. Ambler E. et al. Phys. Rev., **110**, 787 (1958).
20. Anderson H. L. et al. In: Proc. Intern. Conf. on High-Energy Physics, CERN, Geneva, 1958, p. 219.
21. Anderson H. L. et al. Phys. Rev. Lett., **2**, 53 (1959); Phys. Rev., **119**, 2050 (1960).
22. Appel H., Schopper H. Z. Phys., **149**, 103 (1957).
23. Appel H. et al. Phys. Rev., **109**, 221 (1958).
24. Arber W., Stähelin P. Helv. Phys. Acta, **26**, 433 (1953).
25. Astbury et al. Bull. Amer. Phys. Soc., **9**, 81 (1964).
26. Luerbach L. B. et al. Phys. Rev., **138B**, 127 (1965).
27. Awschalom M. Phys. Rev., **101**, 1041 (1956).
28. Bartlett J. H., Watson R. E. Proc. Amer. Acad. Arts and Sci., **74**, 53 (1940).
29. Barkas W. H. et al. Phys. Rev., **101**, 778, (1956).

30. Bardon M. et al. Phys. Rev. Lett., 2, 56 (1959).
31. Banerjee P., Zeh H. D. Z. Phys., 159, 170 (1960).
32. Backenstoss G. et al. Phys. Rev. Lett., 6, 415 (1961).
33. Baker et al. Phys. Rev. Lett., 7, 101 (1961).
34. Bardon M. et al. Ibid., p. 23.
35. Bacastow R. B. et al. Phys. Rev. Lett., 9, 400 (1962).
36. Barbaro-Gallieri A. et al. Ibid., p. 26.
37. Bardin R. K. et al. Phys. Rev., 127, 583 (1962).
38. Bardon M. et al. Phys. Rev., 126, 1826 (1962).
39. Bartlett D. et al. Phys. Rev. Lett., 8, 120 (1962).
40. Bayman B. F. et al. Phys. Rev. Lett., 11, 215 (1963).
41. Bahcall J. N. et al. Astrophys. J., 137, 244 (1963).
42. Bahcall J. N. et al. Proc. Stellar Evolution Conf. NASA, N. Y., 1963.
43. Bardon M. et al. Bull. Amer. Phys. Soc., 8, 389 (1963).
44. Bayman B. F. et al. Phys. Rev. Lett., 11, 215 (1963).
45. Bartlett D. et al. Bull. Amer. Phys. Soc., 9, 71 (1964).
46. Bacastow R. B. et al. Phys. Rev., 139B, 407 (1965).
47. Bardon M. et al. Phys. Rev. Lett., 14, 449 (1965).
48. Bethe H. A., Peierls R. Nature, 133, 532 (1934).
49. Bell P. R., Cassidy J. M. Phys. Rev., 76, 183 (1949).
50. Bell P. R., Cassidy J. M. Phys. Rev., 77, 301 (1950).
51. Bell P. R. et al. Ibid., p. 399.
52. Behrends R. E. et al. Phys. Rev., 101, 866 (1956).
53. Bernstein J., Lewis R. R. Phys. Rev., 112, 232 (1958).
54. Berman S. M., Sirlin A. Ann. Phys. (N. Y.), 20, 20 (1962).
55. Berthier J. et al. Compt. Rend., 251, 1061 (1962).
56. Bell J. S. et al. Proc. Intern. Conf. on Elementary Particles. Sienna, Italy, 1963.
57. Bernardini G. Lecture Notes of Intern. School of Physics, Enrico Fermi. Varenna (Como). N. Y., Academic Press, 1964.
58. Bernardini G. et al. Phys. Lett., 13, 86 (1964).
59. Bhabha H. J. Proc. Roy. Soc. (Lond.), A154, 195 (1936).
60. Bhalla C. P., Rose M. E. Table of Electronic Radial Functions at the Nuclear Surface and Tangents of Phase Shifts. ORNL, 3207 (1961).
61. Bhalla C. P., Rose M. E. Phys. Rev., 128, 1774 (1962); ORNL, 3207 (1962).
62. Bhalla C. P. Nat. Bur. Standards (U. S.) Monograph 81 (August 1964).
63. Bincer A. M. Phys. Rev., 107, 1467 (1957).
64. Bincer A. M. Phys. Rev., 112, 244 (1958).
65. Bienlein H. et al. Nucl. Instrum., 4, 79 (1959).
66. Bienlein H. et al. Phys. Lett., 13, 80 (1964).
67. Bleuler E. et al. Phys. Rev., 61, 95 (1942).
68. Blin-Stoyle R. J. et al. Nucl. Phys., 14, 685 (1960).
69. Blin-Stoyle R., Spector R. M. Phys. Rev., 124, 1199 (1961); Blin-Stoyle R. Phys. Rev., 118, 1605 (1960); 120, 181 (1960).
70. Bleser E. et al. Phys. Rev. Lett., 8, 288 (1962).
71. Blin-Stoyle R. J., Le Tourneux J. Ann. Phys. (N. Y.), 18, 12 (1962).
72. Bloom S. D. et al. Phys. Rev., 125, 2021 (1962); Phys. Rev. Lett., 5, 326 (1960).
73. Block M. et al. Nuovo cimento, 23, 1114 (1962).
74. Blin-Stoyle R. J., Nair S. C. K. Phys. Lett., 7, 161 (1963).
75. Blin-Stoyle R. J., Navakovic L. Nucl. Phys., 51, 133 (1964).
76. Bloom S. et al. Phys. Lett., 8, 87 (1963).
77. Block M. M. et al. Phys. Lett., 12, 281 (1964).
78. Blin-Stoyle R. J., Yap C. J. (Б мечарм).
79. Blin-Stoyle R. J., In: Proceedings of the Ninth-Summer Meeting of Physicists. Herzegovna, Yugoslavia, 1965.
80. Boehm F., Wu C. S. Phys. Rev., 90, 369 (1953).
81. Бор О., Моттельсон Б. Р. «Пробл. соврем. физ.», № 9, 34 (1955).
82. Boehm F., Wapstra A. H. Phys. Rev., 106, 1364 (1957); 107, 1202, 1462 (1957).
83. Boehm F. et al. Phys. Rev., 108, 1497 (1957).
84. Boehm F., Wapsira A. H. Phys. Rev., 109, 456 (1958).
85. Boehm F., Hauser U. Nucl. Phys., 14, 615 (1959).
86. Bouchiat C. C. Phys. Rev. Lett., 3, 516 (1959).
87. Bouchiat C. C. Phys. Rev., 118, 540 (1960). Ссылка на [73].
88. Boehm F. (Частное сообщение).
89. Boehm F., Rogers J. Nucl. Phys., 33, 118 (1962).
90. Boehm F., Rogers J. Nucl. Phys., 45, 392 (1963).
91. Bowen et al. Argonne Conf. on Weak Interactions, October, 1965.
92. Brosi A. et al. Nucl. Phys., 33, 353 (1962).
93. Burgy M. T. et al. Phys. Rev., 110, 1214, (1958); 120, 1829 (1960).
94. Buhler A. et al. Phys. Lett., 7, 368 (1963).
95. Bühring W. Nucl. Phys., 40, 473 (1963).
96. Bühring W. Nucl. Phys., 61, 110 (1965).
97. Bühring W., Schopper H. Preprint.
98. Caianello E. Nuovo cimento, 10, 43 (1953).
99. Cavanagh P. E. et al. In: Proc. Rehovoth Conf. on Nuclear Structure, Ed. by H. J. Lipkin. North-Holland Publishing Co., Amsterdam, 1957, p. 394, Philos. Mag., 21, 1105 (1957).
100. Carter et al. Phys. Rev., 113, 280 (1959).
101. Cabibbo N. Phys. Rev. Lett., 10, 531 (1963).
102. Cabibbo N. Lecture Notes of Intern. School of Physics «Enrico Fermi» Varenna (Como), Italy, Academic Press, N. Y., 1964.
103. Camerini et al. Phys. Rev. Lett., 13, 318 (1964).
104. Proc. Intern. Conf. on High-Energy Physics CERN, Geneva, 1962.
105. CERN High-Energy Neutrino Experiments. Proc. Intern. Conf. on Fundamental Aspects of Weak Interactions. N. Y., Brookhaven Natl. Lab., Upton, 1963; Proc. Intern. Conf. on Elementary Particles. Sienna, Italy, 1963.
106. Chadwick V. Phys. Gens., 16, 383 (1914).
107. Chadwick V. Proc. Roy. Soc. (Lond.), A136, 692 (1932).
108. Chambre M., Depommier P. Compt. Rend., 255, 503 (1962).
109. Charpak G. et al. Phys. Lett., 1, 16 (1962).
110. Christensen J. H. et al. Phys. Rev. Lett., 13, 138 (1964).
111. Clark M. A. et al. In: Intern. Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy. Vol. 30, Geneva, 1958, p. 290.
112. Clej et al. Phys. Rev., 140B, 586 (1965).
113. Cox R. T. et al. Proc. Natl. Acad. Sci. U. S., 14, 544 (1928).
114. Cook C. S. et al. Phys. Rev., 73, 1395 (1948).

115. Cowan C. L. et al. Nuovo cimento, 3, 649 (1956).
 116. Coombes Ch. A. et al. Phys. Rev., 108, 1348 (1957).
 117. Commins B. D., Kusch P. Phys. Rev. Lett., 1, 208 (1958).
 118. Conversi M. et al. Phys. Rev. Lett., 8, 125 (1962).
 119. Cohen R. Nucl. Phys., 57, 255 (1964).
 120. Conversi M. et al. Phys. Rev., 136B, 1077 (1964). Chap. 6.
 121. Crane H. R., Halpern J. Phys. Rev., 53, 789 (1938); 56, 232 (1939); Christy R. F. et al. Phys. Rev., 72, 698 (1947).
 122. Critchfield C. L., Wigner E. P. Phys. Rev., 60, 412 (1941).
 123. Curran S. C. Physica, 18, 1161 (1952).
 124. Culligan G. et al. Nature, 180, 751 (1957).
 125. Curtis R. B., Lewis R. R. Phys. Rev., 107, 1381 (1957).
 126. Culligan G. et al. Proc. Phys. Soc., 73, 169 (1959).
 127. Davidson J. P. Phys. Rev., 82, 48 (1951).
 128. Davis R. Phys. Rev., 86, 976 (1952).
 129. Dalitz R. H. Philos. Mag., 44, 1068 (1953).
 130. Dalitz R. H. Rev. Mod. Phys., 31, 823 (1959); and lecture notes from Varenna Summer School, 1959.
 131. Davis R. Phys. Rev., 97, 766 (1955); Bull. Amer. Phys. Soc., ser. II, 1, 219 (1956).
 132. Daniel H., Kuntze M. Z. Phys., 162, 229 (1961).
 133. Danby G. et al. Phys. Rev. Lett., 9, 36 (1962).
 134. Daniel H. et al. Nucl. Phys., 45, 529 (1963).
 135. Daniel H., Schmitt H. Nucl. Phys., 65, 481 (1965).
 136. Detoeuf J. F., Moch R. J. Phys. Rad., 16 (12), 987 (1955).
 137. De Brunner P., Kundig W. Helv. Phys. Acta, 30, 261 (1957).
 138. De Shalit A. et al. Phys. Rev., 107, 1459 (1957).
 139. Deutsch M. et al. Ibid., p. 1733.
 140. Дейч М., Кофед-Хансен О. См. «Экспериментальная ядерная физика». Под ред. Э. Сегре, т. III, часть XI. Перев. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1961, стр. 381.
 141. Devons S. et al. Phys. Rev. Lett., 5, 330 (1960).
 142. De Pommer P. et al. Phys. Lett., 5, 61 (1963).
 143. Deutsch J. P., Lipnik P. J. Phys., 24, 938 (1963).
 144. Der Matossian E., Goldhaber M. В кн. «XII Международная конференция по физике высоких энергий. Дубна, 5—15 августа 1964 г.». Т. 2. Под ред. Я. А. Смородинского и др. М., Атомиздат, 1966, стр. 76.
 145. Deutsch I. P., Lipnik P. Nucl. Phys., 61, 97 (1965).
 146. Dick L. et al. Phys. Lett., 7, 150 (1963).
 147. Di Sarua E. et al. Phys. Rev., 133B, 1333 (1964).
 148. Dick L. et al. Phys. Lett., 10, 236 (1964).
 149. Доброхотов Е. И., Лазаренко В. Р., Лукьянов С. Ю. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 36, 76 (1959).
 150. Dudziak W. F. et al. Phys. Rev., 114, 336 (1959).
 151. Dungitsey A. F. et al. Proc. Intern. Conf. on Fundamental Aspects of Weak Interactions. N. Y., Brookhaven Natl. Lab., Upton, 1963.
 152. Durand L. et al. Phys. Rev., 130, 1188 (1963).
 153. Duclos J. et al. Phys. Lett., 9, 62 (1964).
 154. Durand L. Phys. Rev., 135B, 310 (1964).
 155. Дзепелов Б., Зарянова Л. Влияние электрического поля атома на бета-распад. М., Изд-во АН СССР, 1956.
 156. Ebel M. E., Feldman G. Nucl. Phys., 4, 213 (1957).
 157. Edelstein R. Proc. Intern. Conf. on Fundamental Aspects of Weak Interactions. N. Y., Brookhaven Natl. Lab., Upton, 1963.
 158. Ehrenfest P., Oppenheimer J. R. Phys. Rev., 37, 333 (1931).
 159. Eichler J., Wahlborn S. Phys. Lett., 4, 344 (1963); Eichler J. Z. Phys., 171, 463 (1963); Wahlborn S. Nucl. Phys., 58, 209 (1964).
 160. Eichler J. et al. Phys. Lett., 13, 146 (1964).
 161. Ellis C. D., Wooster W. A. Proc. Roy. Soc., A117, 109 (1927).
 162. Эллиот Дж., Лейн А. В кн. «Строение атомного ядра». Перев. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1959; стр. 281.
 163. Ely R. P. et al. Phys. Rev., 131, 868 (1963).
 164. Enz C. D. Nuovo cimento, 6, 250 (1957).
 165. Endt P. M., Van der Leun C. Nucl. Phys., 34, 1 (1962).
 166. Falkoff D. L., Uhlenbeck G. E. Phys. Rev., 79, 334 (1950).
 167. Fazzini T. et al. Phys. Rev. Lett., 1, 247 (1958).
 168. Fagg L. W., Hanna S. S. Rev. Mod. Phys., 31, 711 (1959).
 169. Farley et al. In: Intern. Conf. on High-Energy Phys. Geneva, CERN, 1962, p. 415.
 170. Falomkin I. V. et al. Phys. Lett., 3, 229 (1963).
 171. Fermi E. Z. Phys., 88, 161 (1934).
 172. Feldman L., Wu C. S. Phys. Rev., 76, 608 (1949); Ibid., p. 697.
 173. Feenberg E., Trigg G. Rev. Mod. Phys., 22, 399 (1959).
 174. Feldman L., Wu C. S. Phys. Rev., 78, 318 (1950).
 175. Ферми Э. «Элементарные частицы». Перев. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1952.
 176. Feldman L., Wu C. S. Phys., 87, 1091 (1952).
 177. Feenberg E. Shell Theory of the Nucleus. N. J., Princeton University Press, Princeton, 1955.
 178. Feld B. T. Phys. Rev., 107, 797 (1957).
 179. Feenberg E., Primakoff H. Philos. Mag., 3, 328 (1958).
 180. Feinberg G. Phys. Rev., 110, 1482 (1958).
 181. Фейнман Р., Гелл-Манн М. «Пробл. соврем. физ.», № 4, 3 (1958).
 182. Feinberg G., Lederman L. M. Ann. Rev. Nucl. Sci., 13, 431 (1963).
 183. Fierz M. Z. Phys., 104, 553 (1937).
 184. Fireman E. L., Schwarzer D. Phys. Rev., 86, 451 (1952).
 185. Finkelstein R., Kaus P. Phys. Rev., 92, 1316 (1953).
 186. Finkelstein R. J., Moszkowski S. A. Phys. Rev., 95, 1695 (1954).
 187. Fisher T. R. Phys. Rev., 130, 2388 (1963).
 188. Flugge M., Jekle W. Z. Naturforsch., 109, 419 (1955).
 189. Ford G. W., Mullin C. J. Phys. Rev., 108, 477 (1957).
 190. Fremlin J. H., Walters M. C. Proc. Phys. Soc., A65, 911 (1952).
 191. Frankel S. et al. Phys. Rev., 108, 1099 (1957).
 192. Фрауэнфельдер Х. и др. В сб. «Новые свойства сим-

- метрии элементарных частиц». Перев. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1957, стр. 91.
193. Fraunfelder H. et al. *Phys. Rev.*, **107**, 643, 909 (1957).
 194. Friedman J. I., Telegdi V. L. *Phys. Rev.*, **105**, 1681 (1957).
 195. Friedman L., Smith L. G. *Phys. Rev.*, **109**, 2214 (1958).
 196. Frønsdal S., Ueberall H. *Phys. Rev.*, **111**, 580 (1958).
 197. Frankel S. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **8**, 123 (1962).
 198. Freeman J. M. et al. *Phys. Lett.*, **3**, 136 (1962).
 199. Фраунфельдер Г., Стефен Р. В кн. «Альфа-, бета- и гамма-спектрокопия», гл. 19. Под ред. К. Зигбана. Перев. с англ. М., Атомиздат, 1968.
 200. Freeman J. M. et al. *Phys. Lett.*, **8**, 115 (1964).
 201. Freeman J. M. et al. *Phys. Lett.*, **17**, 317 (1965).
 202. Furry W. H. *Phys. Rev.*, **56**, 1184 (1939).
 203. Fulbright H. W., Milton J. C. D. *Phys. Rev.*, **76**, 1271 (1949).
 204. Fujii A. L., Primakoff H. *Nuovo cimento*, **12**, 327 (1959).
 205. Fujita J. *Phys. Rev.*, **126**, 202 (1962).
 206. Fujita J. *Phys. Rev.*, **133**, B549 (1964).
 207. Gamow G., Teller E. *Phys. Rev.*, **49**, 895 (1936).
 208. Garwin R. L. et al. *Phys. Rev.*, **105**, 1415 (1957).
 209. Gallagher C. J., Soloviev V. G. *Kgl. danske vid. selskab, Mat-fys.*, **2**, No. 2 (1962).
 210. Герштейн С. С., Зельдович Я. Б. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **29**, 698 (1955).
 211. Geiger J. S. *Bull. Amer. Phys. Soc.*, **3**, 51 (1958).
 212. Gell-Mann M. *Rev.*, **111**, 362 (1958).
 213. Gell-Mann M., Berman S. M. *Phys. Rev. Lett.*, **3**, 99 (1959).
 214. Glass N. W., Peterson R. W. *Phys. Rev.*, **130**, 299 (1963).
 215. Gleit H. et al. *Beta Decay Transition Probabilities. Supplement to Nuclear Data Tables*, Nov., 1963.
 216. Goepfert-Mayer M. *Phys. Rev.*, **48**, 512 (1935).
 217. Gorter C. J. *Physica*, **14**, 504 (1948).
 218. Goldhaber M. et al. *Phys. Rev.*, **106**, 826 (1957).
 219. Goldberger M., Treiman S. *Phys. Rev.*, **111**, 354 (1958).
 220. Goldhaber M. et al. *Phys. Rev.*, **109**, 1015 (1958).
 221. Grodzins L. *Prog. Nucl. Phys.*, **7**, 243 (1959).
 222. Greenberg J. S. et al. *Phys. Rev.*, **120**, 1393 (1960).
 223. Greuling E., Whitten R. C. *Ann. Phys.*, **11**, 510 (1960).
 224. Gruble W. et al. *Nucl. Phys.*, **42**, 321 (1963).
 225. Gunst S. B., Page L. A. *Phys. Rev.*, **92**, 970 (1953).
 226. Hamilton D. R. et al. *Ibid.*, p. 1521 (1953).
 227. Hayden R. J., Inghram M. G. *Nat. Bur. Standards. (U.S.) Circ.*, **522**, 189 (1953).
 228. Hanna H., Preston R. S. *Phys. Rev.*, **106**, 108, 160, 1363 (1957); **109**, 716 (1958).
 229. Hayward E., Fuller E. G. *Phys. Rev.*, **106**, 991 (1957).
 230. Haase E. L. et al. *Bull. Amer. Phys. Soc., Ser. II*, **7**, 342 (1962).
 231. Haase E. L. et al. *Phys. Lett.*, **4**, 338 (1963).
 232. Halpern A. *Phys. Rev. Lett.*, **13**, 660 (1964).
 233. Heitler W., Herzberg G. *Naturwissenschaften*, **17**, 673 (1929).
 234. Heisenberg W. *Z. Phys.*, **77**, 1 (1932).
 235. Hermannsfelt W. B. et al. *Phys. Rev.*, **107**, 641 (1957).
 236. Hermannsfelt W. B. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **1**, 61 (1958).
 237. Hildebrand R. H. *Phys. Rev. Lett.*, **8**, 34 (1962).
 238. Hufaker J. N., Grueling E. *Trans. N. Y. Acad. Sci.*, **24**, 591 (1962).
 239. Hufaker J. N., Grueling E. *Phys. Rev.*, **132**, 738 (1963).
 240. Impeduglia G. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **1**, 249 (1958).
 241. Inghram M. G., Reynolds J. H. *Phys. Rev.*, **76**, 1265 (1949); **78**, 822 (1950).
 242. Jackson J. D. et al. *Phys. Rev.*, **106**, 517 (1957).
 243. Janecke J. *Phys. Lett.*, **6**, 69 (1963).
 244. Johnson C. H. et al. *Phys. Rev.*, **132**, 1149 (1963).
 245. Jungst W., Schopper H. *Z. Naturforsch.*, **13a**, 505 (1958).
 246. Kahana S., Pursey D. L. *Nuovo cimento*, **6**, 1469 (1957).
 247. King R. W., Perkins J. F., *Phys. Rev.*, **112**, 963 (1958).
 248. Kinoshita T., Sirlin A. *Phys. Rev.*, **113**, 1652 (1959).
 249. Kissner O. C., Rustad B. M. *Phys. Rev.*, **114**, 1329 (1959).
 250. Kisslinger L. S., Sorenson R. A. *Kgl. danske vid. selskab, Mat-fys. medd.*, **32**, No. 9 (1960).
 251. Kim Y. E., Rasmussen J. O. *Nucl. Phys.*, **47**, 184 (1963).
 252. Kisslinger L. S., Sorenson R. A. *Rev. Mod. Phys.*, **35**, 853 (1963).
 253. Kisslinger L. S., Wu C. S. *Phys. Rev.*, **136**, No. 5 B, 1254 (1964).
 254. Kim C. W., Primakoff H. *Phys. Rev.*, **140B**, 570 (1965).
 255. Klein O. *Nature*, **161**, 897 (1948).
 256. Konopinski E. J., Uhlenbeck G. E. *Phys. Rev.*, **48**, 7 (1935).
 257. Konopinski E. J., Uhlenbeck G. E. *Phys. Rev.*, **60**, 308 (1941).
 258. Kofoed-Hansen O. *Phys. Rev.*, **71**, 451 (1947).
 259. Konopinski E. J. *USAEC Report LAMS* (1949).
 260. Konopinski E. J., Mahmoud H. M. *Phys. Rev.*, **92**, 1045 (1953).
 261. Kofoed-Hansen O. *Kgl. danske vid. selskab, Mat-fys. medd.*, **28**, No. 9 (1954); *Phys. Rev.*, **74**, 1785 (1948).
 262. Kofoed-Hansen O. *Phys. Rev.*, **96**, 1045 (1954).
 263. Kohman T. P. *USAEC Report NYO-3626* (1954).
 264. Koller N. et al. *Phys. Rev.*, **109**, 85 (1958).
 265. Konopinski E. J. *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **9**, (1959).
 266. Kotani T., Ross M. *Phys. Rev.*, **113**, 622 (1959); Kotani T. *Phys. Rev.*, **114**, 795 (1959).
 267. Kruger H., Crowe K. *Phys. Rev.*, **113**, 341 (1959).
 268. Kurie F. N. D. et al. *Phys. Rev.*, **49**, 368 (1936).
 269. Kurath D. *Phys. Rev. Lett.*, **4**, 180 (1960).
 270. Laporte O. *Z. Phys.*, **23**, 135 (1924).
 271. Lawson J. L., Cork J. M. *Phys. Rev.*, **57**, 982 (1940).
 272. Langer L. M. et al. *Phys. Rev.*, **76**, 1725 (1949).
 273. Langer L. M., Price H. C. Jr. *Ibid.*, p. 641.
 274. Langer L. M., Moffat R. D. *Phys. Rev.*, **88**, 689 (1952).
 275. Landau L. *Nucl. Phys.*, **3**, 127 (1957).

276. Lathrop J. et al. Proc. Intern. Conf. on High-Energy Physics, Rochester, 1960.
277. Lathrop J. et al. Nuovo cimento, 17, 114 (1960).
278. Lee T. D. et al. Phys. Rev., 75, 905 (1948).
279. Levine C. A. Phys. Rev., 77, 296 (1950).
280. Ли Ц., Янг Ч. В сб. «Новые свойства симметрии элементарных частиц». Перев. с англ. М. Изд-во иностр. лит., 1957.
281. Ли Ц., Янг Ч. Там же, стр. 46.
282. Lee T. D. In: Proc. Rehovoth Conf. on Nuclear Structure. Ed. by H. J. Lipkin. Amsterdam North-Holland Publishing Co., 1957, p. 336.
283. Lee T. D., Yang C. N. Phys. Rev. Lett., 4, 307 (1960).
284. Lee T. D., Yang C. N. Phys. Rev., 119, 1410 (1960).
285. Lee T. D., Yang C. N. Proc. Intern. Conf. on High-Energy Physics, Rochester, 1960.
286. Lee Y. K. et al. Phys. Rev. Lett., 10, 253 (1963).
287. Lee Y. K., Wu C. S. Phys. Rev., 132, 1200 (1963).
288. Lee T. D., Sirlin A. Rev. Mod. Phys., 36, 666 (1964).
289. Lee T. D., Wolfenstein L. Phys. Rev., 139B, 1490 (1965); Wolfenstein L. et al. Phys. Rev., 139B, 1650 (1965).
290. Lee T. D., Wu C. S. Ann. Rev. Nucl. Sci., 15, 381 (1965).
291. Lipkin H. Beta Decay for Pedestrians. Amsterdam, North-Holland Publishing Co., 1962.
292. Lipnik P., Sunier J. W. Nucl. Phys., 56, 241 (1964).
293. Longmire C., Brown H. Phys. Rev., 75, 264 (1949).
294. Lovitch L. Nucl. Phys., 46, 353 (1963).
295. Luders G. Kgl. danske Vid. selskab, Mat.-fys. medd., 28, No. 5 (1954).
296. Luders G. Ann. Phys., N. Y., 2, 1 (1957).
297. Lundby A. et al. Nuovo cimento, 6, 745 (1957).
298. Lundy R. A. et al. Nuovo cimento, 24, 549 (1962).
299. Majorana E. Nuovo cimento, 14, 171 (1937).
300. Massey H. S. W. Proc. Roy. Soc. A181, 14 (1943).
301. Mahmoud I. M., Konopinski E. J. Phys. Rev., 88, 1266 (1952).
302. Майер М. Г., Иенсен Н. Г. Элементарная теория оболочек. Перев. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1958.
303. MacDonald W. M. Phys. Rev., 110, 1420 (1958); In: Nuclear Spectroscopy. Vol. 2. Ed. by F. Ajzenberg-Selove, N.Y., Academic Press.
304. Masq P. C. et al. Phys. Rev., 112, 2061 (1958).
305. Marshak R., Sudarshan E. C. G. Proc. Intern. Conf. Elementary Particles. Padua-Venice, 1957; Phys. Rev., 109, 1860 (1958).
306. Mayer-Kuckuk T. et al. Z. Phys., 157, 586 (1960).
307. Маршак Р., Сударшан Э. Введение в физику элементарных частиц. Перев. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1962.
308. Maier E. J., Thesis Ph. D. Carnegie Institute of Technology, 1962.
309. Mann L. G. et al. Nucl. Phys., 30, 636 (1962).
310. Mayer-Kuckuk T., Michel F. C. Phys. Rev., 127, 545 (1962).
311. Mann L. G. et al. Proc. Manchester Conf. on Low and Medium-Energy Physics. Sept. 1963.
312. Maier E. J. et al. Phys. Rev., 133, B663 (1964).
313. McCarthy J. A. Phys. Rev., 90, 853 (1953).
314. McVoy K. M. Phys. Rev., 108, 828 (1957); 110, 1484 (1958).
315. McMaster W. M. Nuovo cimento, 17, 395 (1960).
316. Meitner L. Z. Phys., 9, 131, 145 (1922).
317. Meitner L., Orthman W. Z. Phys., 60, 143 (1930).
318. Michel L. Proc. Phys. Soc., A63, 514 (1950); Phys. Rev., 66, 814 (1952).
319. Michel L., Wightman A. Phys. Rev., 93, 354 (1954).
320. Miller J. H., Sutton D. C. Bull. Amer. Phys. Soc., II, 3, No. 3, 206 (1958).
321. Miskel J. A., Mann L. G., Bloom S. D. Phys. Rev., 132, No. 3, 1130 (1963).
322. Mitra S. K. Nucl. Phys., 47, 293 (1963).
323. Michel F. C. Phys. Rev., 133B, 329 (1964).
324. Møller C. Ann. Phys., 14, 531 (1932).
325. Moszkowski S. A. Phys. Rev., 82, 35 (1951).
326. Morita M., Yamada M. Progr. Theor. Phys., 10, 111, 641 (1953); Morita M. Ibid., p. 363.
327. Moszkowski S. A., Janitzen D. UCLA Technical Report 10, 26, 1955.
328. Morita M. Progr. Theor. Phys., 15, 445 (1956).
329. Morita M., Morita R. S. Phys. Rev., 107, 139, 1316, 1729 (1957).
330. Мошковский С. В сб. «Строение атомного ядра». Перев. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1959, стр. 471.
331. Morita M. et al. Phys. Rev., 111, 237 (1958).
332. Morita M. Phys. Rev., 113, 1584 (1959).
333. Mottelson B. R., Nilsson S. G. Kgl. danske vid. selskab, Mat.-fys. medd., 1, No. 8 (1959).
334. Mueller C. O., Oleksa S. Phys. Rev., 105, 1332 (1957).
335. Nat. Bur. Standards (U. S.), Appl. Math. Ser., 13, Tables for Analysis of Beta Spectra (1952).
336. Newby N., Konopinski E. J. Phys. Rev., 115, 434 (1959).
337. Nilsson S. G. Kgl. danske vid. selskab, Mat.-fys. medd., 29, No. 16 (1955).
338. Nordburg M. E. et al. Phys. Rev., 125, 321 (1962).
339. Oneda S., Pati J. C. Phys. Rev. Lett., 2, 125 (1959).
340. Oregan J. Phys. Rev., 107, 322 (1957).
341. Паули В. Письмо, посланное участникам конгресса*.

* Приведем отрывки из этого письма.

Цюрих, декабрь 4, 1950.

Дорогие радиоактивные леди и джентльмены!

Я прошу Вас выслушать со вниманием в наиболее удобный момент посланца, доставившего это письмо. Он расскажет Вам, что я нашел отличное средство для спасения закона сохранения энергии и получения правильной статистики (речь идет о «неправильной» статистике для ядер N и Z в неправильном β -спектре). Оно заключается в возможности существования электрически нейтральных частиц, которые я называю нейтронами. (Название нейтрин было предложено Ферми после того, как Чедвикым был открыт более тяжёлый «нейтрон». — Прим. авт.) Они существуют в ядрах, имеют спин $1/2$, подчиняются принципу запрета и отклоняются от фотонов, кроме того, тем, что они не движутся со скоростью света. Масса нейтрона могла бы быть того же порядка, что и масса электрона, то она ни в коем случае не должна превышать 0,01 массы протона. Непрерывность β -спектра станет понятной, если предположить, что в β -распаде с каждым электроном испускается нейтрон, причем сумма энергии нейтрона и электрона постоянна...

Я признаю, что мое объяснение может показаться очень мало вероятным, потому что эти нейтроны давно были бы обнаружены, если бы они действительно существовали. Но только тот, кто надеется одержать победу и преодолеть трудности в возникшей ситуации, обусловленной наличием сильного

342. Паули В. Общие принципы волновой механики. Перев. с нем. М., Гостехиздат, 1947.
343. Pauli W. Proc. Solvay Congress, Brussels, 1933, p. 324.
344. Паули В. Ильяс Бор и развитие физики. Перев. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1958.
345. Page L. A. Phys. Rev., 106, 394 (1957).
346. Page L. A., Heinberg M. Ibid., p. 1220.
347. Pauli W. Nuovo cimento, 6, 204 (1957).
348. Page L. A. Rev. Mod. Phys., 31, 759 (1959).
349. Page L. A. Ann. Rev. Nucl. Sci., 12, 43, 290 (1962).
350. Petschek A. G., Marshak R. E. Phys. Rev., 85, 698 (1952).
351. Peaslee D. C. Phys. Rev., 91, 1447 (1953).
352. Peterson R. W., Glass N. W. Phys. Rev., 130, 292 (1963).
353. Plano R. J. Phys. Rev., 119, 1440 (1960).
354. Постма Х. и др. В сб. «Новые свойства симметрии элементарных частиц». Перев. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1957, стр. 88.
355. Понтекорво Б. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 37, 1751 (1959).
356. Primakoff H., Rosen S. P. Rept. Progr. Phys., 22, 121 (1959).
357. Primakoff H. Rev. Mod. Phys., 31, 802 (1959).
358. Prentki J., Veltman M. Phys. Lett., 15, 88 (1965).
359. Puppi G. Nuovo cimento, 6, 194 (1949).
360. Pursey D. L. Philos. Mag., 42, 1193 (1951).
361. Pursey D. L. Physica, 18, 1017 (1952).
362. Rasetti Z. Phys., 61, 598 (1930).
363. Reitz J. R. Phys. Rev., 77, 10 (1950).
364. Reines F., Cowan C. L. Jr. Science, 124, 103 (1956); Phys. Rev., 113, 273 (1959).
365. Ridley B. W. Progr. Nucl. Phys., 5, 188 (1956).
366. Rose M. E. Phys. Rev., 49, 727 (1936).
367. Rose M. E. Phys. Rev., 51, 484 (1937).
368. Rose M. E. Report AECD. 2119 (1948); Phys. Rev., 75, 213 (1949).
369. Robson J. H. Phys. Rev., 83, 349 (1951).
370. Rose M. E., Holmes D. K. Ibid., p. 190.
371. Rose M. E., Holmes D. K. ORNL, 1022 (1951). (Не опубликовано.)
372. Rodebeck G. W., Allen J. S. Phys. Rev., 86, 446 (1952).
373. Rose et al. ORNL, 1222 (1952).
374. Rose M. E., Perry C. L. Phys. Rev., 90, 479 (1953).
375. Rose M. E. et al. ORNL, 1459 (1953).
376. Rose M. E., Osborn R. K. Phys. Rev., 93, 1315, 1326 (1954).
377. Rosenfeld L. Phys. Rev., 109, 958 (1958).
378. Rothberg J. Phys. Rev., 132, 2664 (1963).
379. Ruderman M., Finkelstein R. Phys. Rev., 76, 1458 (1949).
380. Ruderman M. Phys. Rev., 89, 1227 (1953).
381. Rustad B. M., Ruby S. L. Phys. Rev., 89, 880 (1953); 97, 991 (1955).
382. Ryan C., Okubo S. University of Rochester Report URPA-3 (1963).
383. Sachs R. G. Nuclear Theory. Addison-Wesley, Reading, Mass., 1953.
384. Салам А. В сб. «Новые свойства симметрии элементарных частиц». Перев. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1957, стр. 27.
385. Sakurai J. J. Nuovo cimento, 7, 649 (1958).
386. Sakurai J. J. Phys. Rev. Lett., 1, 40 (1958).
387. Sakai M., Yoshida S. I. N. S., 49. University of Tokyo (1963).
388. Sakurai J. J. Phys. Rev. Lett., 12, 79 (1964).
389. Sachs A. Phys. Rev. Bull., 10, Sec. JB (1965).
390. Schwinger J. Phys. Rev., 91, 713 (1953).
391. Schwarzschild et al. Bull. Amer. Phys. Soc., Ser. II, 1, 366 (1956); Ph. D. thesis. Columbia University, 1957, CU-167.
392. Шоннер Н. В сб. «Новые свойства симметрии элементарных частиц». Перев. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1957, стр. 94.
393. Schopper H., Galster S. Nucl. Phys., 6, 125 (1958).
394. Schopper H. Fortsch. Phys., 8, 328 (1960).
395. Schwartz M. Phys. Rev. Lett., 4, 306 (1960).
396. Selig H. Ph. D. Thesis. Carnegie Institute of Technology, 1954.
397. Sherwin C. W. Phys. Rev., 73, 1219 (1948); 75, 1799 (1948).
398. Sherwin C. W. Phys. Rev., 82, 52 (1951).
399. Шерр Р., Герхарт Дж. «Проблемы современной физики», М., Изд-во иностр. лит., № 1, 56 (1957).
400. Sherr R., Miller R. H. Phys. Rev., 93, 1076 (1954).
401. Sherman N. Phys. Rev., 103, 1601 (1956).
402. Sherr R., Gerhart J. B. Bull. Amer. Phys. Soc., 1, 219 (1956).
403. Shapiro M. H. et al. Bull. Amer. Phys. Soc., 10 (4), paper AB3; Shapiro M. Bull. Amer. Phys. Soc., 10 (5), paper FA2.
404. Sherwood B. Post deadline paper American Physics Society Meeting, New York, January 1965.
405. Siegert A. J. F. Phys. Rev., 52, 787 (1937).
406. Simms P. C. Phys. Rev., 138B, 784 (1965); Simms P. C. et al. Ibid., p. 777.
407. Smith P. B., Allen J. S. Phys. Rev., 81, 381 (1951).
408. Smith A. M. Phys. Rev., 82, 955 (L) (1951).
409. Snell A. H., Pleasanton F. Phys. Rev., 97, 246 (1955); 100, 1396 (1955).
410. Sosnovskij A. N. et al. Nucl. Phys., 10, 395 (1959).
411. Spector R. M., Blin-Stoyle R. J. Phys. Letters, 1, 118 (1962).
412. Spector R. M. Nucl. Phys., 40, 338 (1962).
413. Spirn I. et al. Bull. Amer. Phys. Soc., 9, 394 (1964).
414. Stech B., Jensen J. H. A. Z. Phys., 141, 175 (1955).
415. Steffen R. Proc. Rehovoth Conf. on Nuclear Structure. Ed. by H. J. Lipkin. Amsterdam, North-Holland Publishing Co., 1957.
416. Steffen R. H. Phys. Rev., 115, 980 (1959).
417. Steffen R. Preprint (1963) (не опубликовано).
418. Steinberger J. Experimental Survey of Strange Particle Decays. Varenna Summer School, 1964.
419. Sudershan E. C. G., Marshak R. E. Proc. Intern. Conf.

В спектра, должен быть озарен замечанием моего почтенного предшественника Дебая, недавно сказавшего мне в Брюсселе: «О, об этом вообще лучше не думать, как и о новых налогах». Следовательно, можно было бы серьезно обсуждать любой возможный путь к спафению. И так, дорогой радиоактивный народ, рассматривайте и судите. К сожалению, я не могу появиться в Тюбингене лично, так как мое присутствие здесь необходимо из-за бала, который состоится в Цюрихе в ночь с 6 на 7 декабря.

Ваш покорнейший слуга В. Паули.

- on Elementary Particles. Padua—Venice, 1957; Phys. Rev., 109, 1860 (1958).
420. Sunyar A. W. Bull. Amer. Phys. Soc., 9, BC5, 394 (1964).
 421. Taylor J. C. Phys. Rev., 110, 1216 (1958).
 422. Telegdi V. L. Phys. Rev. Lett., 8, 527 (1962).
 423. Tiomno J., Wheeler J. A. Rev. Mod. Phys., 21, 153 (1949).
 424. Tolhoek H. A. Rev. Mod. Phys., 28, 177 (1956).
 425. Treiman S., Wyld H. W. Phys. Rev., 101, 1552 (1956).
 426. Treiman S. B. Phys. Rev., 110, 448 (1958).
 427. Ullman J. D. et al. Phys. Rev., 122, 536 (1961).
 428. Visschen V. M., Ferrell R. A. Phys. Rev., 107, 781 (1957).
 429. Weyl H. Z. Phys., 56, 330 (1929).
 430. Weyl H. Symmetry. N. J., Princeton University Press, Princeton, 1952.
 431. Wegener H. Z. Phys., 151, 252 (1958). Chap. 4.
 432. Weinberg S. Phys. Rev., 112, 1375 (1958). Chap. 7.
 433. Weidenmüller H. Phys. Rev. Lett., 4, 299 (1960).
 434. Weidenmüller H. Rev. Mod. Phys., 33, 574 (1961).
 435. Weidenmüller H. Phys. Rev., 127, 537 (1962).
 436. Wessel W. R., Phillipson P. Phys. Rev. Lett., 13, 23 (1964).
 437. Wei T. S. Ph. D. thesis. Columbia University (1964).
 438. Weisberger W. I. Phys. Rev. Lett., 14, 1047 (1965).
 439. Whaling W., Fisher T. R. Bull. Amer. Phys. Soc., 8, No 8F7 (1963).
 440. Wigner E. P. Z. Phys., 43, 624 (1927).
 441. Wigner E. P. Phys. Rev., 56, 519 (1939).
 442. Wick G. C. et al. Phys. Rev., 88, 101 (1952).
 443. Winter. R. G. Phys. Rev., 99, 88 (1955).
 444. Wigner E. P. Proceedings of the R. Welsh Foundation Conference on Chemical Research, Nov., 1957.
 445. Wilkinson D. A. Phys. Rev., 109, 1603 (1957).
 446. Willis et al. Phys. Rev. Lett., 13, 291 (1964).
 447. Wolfenstein L. Nuovo cimento, 13, 319 (1959).
 448. Proc. Intern. Conf. on Fundamental Aspects of Weak Interactions, Brookhaven Natl. Lab., Upton, New York, 1963.
 449. Wu C. S., Albert R. D. Phys. Rev., 75, 315 (1949). Chap. 1.
 450. Ву Ц. С. «Успехи физ. наук», Перев. с англ., 44, 558 (1951).
 451. Ву Ц. С. В сб. «Бета- и гамма-спектроскопия». Под ред. Зигбана. Перев. с англ. М., Физматгиз, 1959, стр. 305.
 452. Ву Ц. С. и др. В сб. «Новые свойства симметрии элементарных частиц». Перев. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1957, стр. 69.
 453. Wu C. S. Proc. Rehovoth Conf. on Nucl. Structure. Ed. by H. J. Lipkin, Amsterdam, North-Holland Publishing Co., 1957; Benczer-Koller et al. Phys. Rev., 109, 193 (1958).
 454. Wu C. S., Schwarzschild A. Columbia Univ. Report CU-173 (1958).
 455. Wu C. S. Rev. Mod. Phys., 31, 783 (1959); Theoretical Physics in the Twentieth Century, Ed. by M. Fierz, V. F. Weisskopf. N. Y. Interscience Publishers, 1960, p. 249.
 456. Wu C. S. Rev. Mod. Phys., 36, 618 (1964).
 457. Yang C. N., Tiomno J. Phys. Rev., 79, 495 (1950).
 458. Yamada M., Morita M. Progr. Theor. Phys., 8, 431 (1952).
 459. Yamada M. Progr. Theor. Phys., 10, 241 (1953).
 460. Yamada M. Ibid., p. 245.
 461. Yamada M. Ibid., p. 252.
 462. Yang C. N. Proc. Seattle Congress, Sept. 1956; Rev. Mod. Phys., 29, 231 (1956).
 463. Yang C. N. Proc. Intern. Conf. on Fundamental Aspects of Weak Interactions. N. Y. Brookhaven Natl. Lab., Upton, 1963.
 464. Yano A. F. Phys. Rev. Lett., 12, 110 (1964).
 465. Yukawa H. Proc. Phys. Soc. Japan, 17, 48 (1935).
 466. Yukawa H., Sakata S. Ibid., p. 467.
 467. Zaimidoriga et al. Phys. Lett., 6, 100 (1963).
 468. Zweifl. Proc. Rehovoth Conf. on Nuclear Structure, Ed. by H. J. Lipkin. Amsterdam, North-Holland Publishing Co., 1957, p. 300.

КНИГИ ПО β -РАСПАДУ И СЛАБЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМ

1. Konopinski E. J. The Theory of Beta Radioactivity. N. Y., Oxford University Press, 1966.
2. Lipkin H. J. Beta Decay for Redestrians. Amsterdam, North-Holland Publishing Co., 1962.
3. Маршак Р., Судершан Э. Введение в физику элементарных частиц. Перев. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1962.
4. Winther A. On the Theory of Nuclear Decay. Copenhagen, Ejnar Munksgaard, 1962.
5. Аллен Дж. Нейтрино. Перев. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1960.
6. Алиханов А. И. Слабые взаимодействия. Новейшие исследования β -распада. М., Физматгиз, 1960.
7. Марков М. А. Нейтрино. М., «Наука», 1964.
8. Окунь Л. Б. Слабые взаимодействия элементарных частиц. М., Физматгиз, 1963.

КНИГИ, СОДЕРЖАЩИЕ ОДНУ ИЛИ НЕСКОЛЬКО ГЛАВ ПО β -РАСПАДУ

1. Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия. Под ред. К. Зигбана. Перев. с англ. М., Атомиздат, 1968.
2. Nuclear Spectroscopy. Ed. by F. Ajzenberg-Selove. Vol. 9A, 9B. N. Y., Academic Press, 1960.
3. Blatt J. M., Weisskopf V. F. Beta Decay. Theoretical Nuclear Physics. N. Y., John Wiley and Sons, 1952.
4. Бенедетти С. Ядерные взаимодействия. Перев. с англ. М., Атомиздат, 1968.
5. Kofed-Hansen O., Christensen C. J. Encyclopedia of Physics. Vol. 40. Ed. by S. Flugge. Berlin, Springer, 1962.
6. Престон М. Физика ядра. Перев. с англ. М., «Мир», 1964.
7. Segre E. Nuclei and Particles. N. Y. W. A. Benjamin, 1964.
8. Wu C. S. History of Beta Decay. Beitrage Zur Physik und Chemie der 20 Jahrhunderts. Ed. by O. R. Frisch et al. Friedr. Vieweg und Sohn, 1959.
9. Wu C. S. The Neutrino. Memorial Volume for W. Pauli. Ed. by V. P. Weisskopf and M. Fierz. N. Y., Pergamon Press, 1960.
10. Методы измерения основных величин ядерной физики. Перев. с англ. М., «Мир», 1964.
11. Методы определения основных характеристик атомных ядер и элементарных частиц. Перев. с англ. М., «Мир», 1965.

ОБЗОРНЫЕ СТАТЬИ

1. Blin-Stoyle R. J. Nucl. Phys., 57, 232 (1964).
2. Dalitz R. H. Progr. Nucl. Phys., 7, 243 (1959).
3. Dalitz R. H. Rev. Mod. Phys., 31, 823 (1959).
4. Fagg L. W., Hanna S. S. Rev. Mod. Phys., 31, 711 (1959).
5. Feinberg G., Lederman L. M. Ann. Rev. Nucl. Sci., 13, 431 (1963).
6. Grodzins L. Progr. Nucl. Phys., 7, 163 (1959).
7. Konopinski E. J. Ann. Rev. Nucl. Sci., 9, 99 (1959).
8. Lee T. D., Wu C. S. Ann. Rev. Nucl. Sci., 15, 381 (1965).
9. Page L. A. Rev. Mod. Phys., 31, 759 (1959).
10. Primakoff H. Rev. Mod. Phys., 31, 802 (1959).
11. Primakoff H., Rosen S. P. Rept. Progr. Phys., 22, 121 (1959).
12. Sakurai J. J. Progr. Nucl. Phys., 7, 243 (1959).
13. Tolhoek H. A. Rev. Mod. Phys., 33, 277 (1961).
14. Weidemüller H. A. Rev. Mod. Phys., 33, 574 (1961).
15. Wu C. S. Rev. Mod. Phys., 33, 618 (1964).
16. Лазаренко В. Р. «Успехи физ. наук», 90, 601 (1968).
17. Смородицкий Я. А. «Успехи физ. наук», 67, 43 (1959).

ОБЩИЕ СТАТЬИ ПО ПРИНЦИПАМ ИНВАРИАНТНОСТИ

1. Hill E. L. Rev. Mod. Phys., 23, 253 (1951).
2. Sakurai J. J. Lectures in Theoretical Physics. Vol. 2. Ed. by W. E. Britten and B. W. Downs. N. Y. Interscience Publ., 1960.
3. Виг Г. «Успехи физ. наук», 68, 201 (1959).
4. Wigner E. P. Proc. Amer. Philos. Soc., 93, 521 (1949).

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие к переводу	5
Предисловие	17
Глава 1. Историческое введение	20
1.1. Первый период	20
1.2. Второй период	22
1.3. Третий период	26
1.4. Четвертый период	30
1.5. Пятый период	39
Глава 2. Элементарная теория β -распада. Разрешенные спектры	41
2.1. Теория β -распада Ферми	41
2.2. Форма β -спектра разрешенных переходов	44
2.3. Влияние ядерного кулоновского поля	48
2.4. График Кюри	52
2.5. Масса покоя нейтрино	54
Глава 3. Классическая теория β -распада	60
3.1. Возможные типы β -взаимодействия	60
3.2. Величины ft	70
3.3. Классификация β -переходов	75
3.4. $e-\nu$ -Угловая корреляция	120
3.5. $\beta-\gamma$ -Угловые корреляции	127
Глава 4. Несохранение четности в β -распаде	144
4.1. Значение несохранения четности	144
4.2. Эксперимент с поляризованными ядрами ^{60}Co	147
4.3. Двухкомпонентная теория нейтрино	151
4.4. Инвариантность относительно обращения времени и зарядового сопряжения	154
4.5. Сохранение лептонного и мюонного чисел	161

4.6. Поляризация электронов и нейтрино в β -распаде	162
4.7. Бета-распад поляризованных нейтронов	189
4.8. Бета-гамма-поляризационный эксперимент (для излучения с круговой поляризацией)	196
Глава 5. Процессы, тесно связанные с β-распадом	208
5.1. Захват орбитального электрона	208
5.2. Двойной β -распад	213
5.3. Обратные β -процессы	220
Глава 6. Другие типы слабых взаимодействий, приводящих к лептонным распадам	225
6.1. Распад μ -мезона (мюона)	225
6.2. Захват мюона	241
6.3. Распад π -мезона	251
6.4. Распады странных частиц	256
Глава 7. Последние исследования	262
7.1. Теоретическое описание УФВ ($V-A$)	263
7.2. Теория СВТ	269
7.3. Следствия теории СВТ и экспериментальные факты	276
7.4. Предположение о промежуточной бозоне. Открытие двух нейтрино в реакциях с участием высокоэнергетических нейтрино	302
Приложение 1. Нерелятивистские преобразования	313
1.1. Физические представления	313
1.2. Математический формализм	317
Приложение 2. Уравнение Дирака и волновые функции для свободной частицы	325
2.1. Основные положения	325
2.2. Свойства уравнения Дирака и матриц Дирака	327
2.3. Решения уравнения Дирака для свободной частицы	329
2.4. Теория позитрона	332
2.5. Частицы с нулевой массой покоя	335
Приложение 3. Релятивистские преобразования	337
3.1. Физические принципы	337
3.2. Трансформационные свойства волновых функций и билинейных комбинаций относительно собственных преобразований Лоренца	340
3.3. Операции P , T и C	342

Приложение 4. Некоторые элементарные соотношения для разрешенных переходов	349
4.1. Векторное взаимодействие	349
4.2. Применение метода следов и проекционных операторов	354
4.3. Скалярные взаимодействия и фирцевская интерференция	359
4.4. Взаимодействия Гамова — Теллера	360
Приложение 5. Вычисление матричных элементов Гамова — Теллера на основании одночастичной модели	363
Приложение 6. Бета-распад поляризованных ядер	365
6.1. Лептонные волновые функции	365
6.2. Переход $0 \rightarrow 0$	367
6.3. Переход $1 \rightarrow 1-1$	368
6.4. Бета-распад нейтрона	370
Приложение 7. Свойства мюонного распада	373
7.1. Матричный элемент взаимодействия	373
7.2. Вероятность перехода	376
7.3. Энергетический спектр электронов	379
7.4. Угловое распределение электронов	379
7.5. Полное число распадов в единицу времени	379
Литература	381

Ц. С. Ву, С. А. Мошковский

БЕТА-РАСПАД

Редактор Лим Т. С.
Худож. редактор Александров А. С.
Художник Кирьянов А. Т.
Технический редактор Власова Н. А.
Корректоры Арбузова Н. М., Кокосова Г. Л.

Сдано в набор 7/1 1970 г.
Подписано к печати 17/VII 1970 г.
Формат 84×108/32

Бумага типографская № 2
Усл. печ. л. 21 Уч.-изд. л. 21,02
Тираж 2300 экз. Цена 2 р. 28 к.
Зак. изд. 1975 Зак. тип. 749

Атомиздат, Москва, К-31, ул. Жданова, 5/7.

Московская типография № 6
Главшипграфиром
Комитета по печати при Совете
Министров СССР
Москва, Ж-88, 1-й Южно-портовый пр., 17.

ВНИМАНИЮ ЧИТАТЕЛЕЙ!

в 1970 году выйдет в свет книга

Арфкен Г. Математические методы в физике.
Пер. с англ. Атомиздат, 35 л., 8000 экз., 2 р. 85 к., в
переплете, индекс 2-2-3.

В книге изложены разделы математики, к которым наиболее часто приходится обращаться при решении различных физических задач. Построение книги приближает ее к справочному пособию, однако материал изложен значительно подробнее и содержит много примеров из физики, которые необходимы для пояснений.

Книга состоит из 17 глав, в которых рассматриваются следующие вопросы: векторный анализ; системы координат; тензорный анализ; матрицы и определители; бесконечные ряды; функции комплексного переменного; дифференциальные уравнения второго порядка; теория Штурма—Лиувилля; ортогональные функции; гамма-функция; функции Бесселя; функции Лежандра; специальные функции; ряды Фурье; интегральные преобразования; интегральные уравнения; вариационный принцип.

Автору удалось найти оптимальную форму изложения, которое не перегружено ни сложными математическими выкладками, ни длинными доказательствами.

Книга рассчитана на студентов старших курсов физических факультетов, а также может быть полезна расчетчикам и инженерам.

Заказы на книги принимают книжные магазины, распространяющие научно-техническую литературу. В Москву заказы направляйте по адресу: Москва, Центр, ул. Петровка, 15, Книжный магазин № 8.

ВНИМАНИЮ ЧИТАТЕЛЕЙ!

На складах Союзкиниги и Атомиздата имеются следующие книги:

ПО АТОМНОЙ И ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ:

Бенедетти С. Ядерное взаимодействие. Перев. с англ. 1968, 456 стр., 3 р. 02 к.

Демидов А. М. Методы исследования излучения ядер при радиационном захвате тепловых нейтронов. 1963, 75 стр., 22 коп.

Зрелов В. П. Излучение Вавилова—Черенкова и его применение в физике высоких энергий. Ч. I. 1968, 274 стр., 2 р. 26 к.

Мурзин Ю. В., Саричева Л. И. Космические лучи и их взаимодействие. 1968, 370 стр., 1 р. 75 к.

Нелипа Н. Ф. Введение в теорию многократного рассеяния частиц. 1960, 160 стр., 10 коп.

Применение квантовой теории поля к задачам многих тел. 1963, 136 стр., 38 коп.

Прямые процессы в ядерных реакциях. Перев. с англ. Избранные труды конференции. Падуя, 3—8 сентября 1962 г. 1965, 360 стр., 2 р. 44 к.

Сборник научных работ кафедры высшей математики. Вып. 2. МИФИ. 1962, 73 стр., 33 коп.

Физика деления атомных ядер. Сб. статей. Под ред. Н. А. Перфилова, В. П. Эйсмонта. 1962, 244 стр., 85 коп.

Хайд Э. и др. Ядерные свойства тяжелых элементов. Вып. 2. Методы синтеза тяжелых ядер. Перев. с англ. 1968, 133 стр., 76 коп.

Ходгсон П. Оптическая модель упругого рассеяния. Перев. с англ. 1966, 231 стр., 1 руб.

Шапиро И. С. Теория прямых ядерных реакций. 1963, 90 стр., 25 коп.

Ядерные реакции. Т. I. Под ред. П. Эндта и М. Демера. Перев. с англ. Под ред. И. С. Шапиро. 1962, 480 стр. 2 р. 24 к.

Заказы на книги можно направлять в магазин № 8 (Москва, ул. Петровка, 15, отдел «Книга — почтой») и Атомиздат (Москва, К-31, ул. Жданова, 5/7).