*1959 г. Январь* *Т. LXVII, вып. 1*

*УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК*

# СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ТЕОРИИ β-РАСПАДА

*Я. Смородинский*

## § 1. ВВЕДЕНИЕ

Открытие несохранения четности в 1956 г. войдет в историю физики как одна из самых удивительных находок. Опыт Ву [F1] с поляризованным кобальтом, ставший уже классическим, мог без всякого сомнения быть проделан задолго до этого времени, и единственной причиной, почему он не был действительно осуществлен, была глубокая уверенность физиков в абсурдности самой мысли о том, что четность может не сохраняться. И только загадка распада $K$-мезона, который распадался как четная частица на $2\pi$-мезона и как нечетная на $3\pi$-мезона, заставила спросить: какие есть экспериментальные основания для столь глубокой уверенности в существовании такого закона вообще? И неожиданно выяснилось, что такие основания есть только для сильно взаимодействующих частиц—нуклонов, для которых процессы, не сохраняющие четность, не обнаружены с точностью до $\sim 10^{-6}$—$10^{-7}$. В случае же слабых взаимодействий никаких данных об этом не оказалось, и Ли и Янг [B3] выдвинули смелую гипотезу о том, что в таких процессах четность вообще не сохраняется. Один из предложенных ими экспериментов был немедленно проведен Ву, и к концу 1956 г. сохранение четности оказалось вычеркнутым из списка основных законов нашего мира.

Дальнейшие события развивались очень быстро. В конце того же года Ландау [B6], Салам [B7], а несколькими неделями позже и Ли и Янг [B8] пришли к созданию новой теории нейтрино. В это же время Ландау [B5] высказал смелую гипотезу о сохранении комбинированной четности—гипотезу, которая позволяет сохранить наши представления о симметрии пространства-времени.

Вслед за опытами Ву появились сообщения об измерении продольной поляризации электронов [E1—6], величина которой согласовалась с предсказаниями теории.

Дальнейшее развитие эксперимента в 1957 г. прошло через стадию, полную противоречий. Растерянность, возникшая после опубликования опытов Аллена и др. [C11] о корреляции в позитронном распаде $Cl^{34}$, была настолько велика, что появились даже сомнения в том, что позитронные и электронные распады подчиняются одинаковым законам. В дальнейшем выяснилось, что корень противоречий лежал в недостаточно тщательной обработке результатов опытов по корреляции в распаде $He^6$.

Конец 1957 года и 1958 год протекали под знаком постепенного сглаживания противоречий и появления стройной картины явления.

Новое направление исследованиям дали работы Сударшана и Маршака[B41] и Гелл-Манна и Фейнмана[B40,B42], высказавших очень интересные мысли об универсальном характере слабых взаимодействий.

В этих работах была формулирована гипотеза о варианте взаимодействия $V-A$, которая сейчас оказалась подтвержденной многими опытами. Противоречащее предложенной теории исследование $He^6$ было объявлено этими теоретиками недостоверным, с чем позже согласились и экспериментаторы*)[C16].

С этого времени в физику вошло новое квантовое число — спиральность (chirality), сохранение которого оказалось основной чертой процесса $\beta$-распада.

Схема $\beta$-распада после этих работ превосходно уложилась в общую схему универсального взаимодействия, другим примером которого является распад $\pi$-мезона.

В это же время Гольдгабером, Гродзинсом и Суньяром[D5] было произведено прямое измерение спиральности нейтрино, которое подтвердило все предположения теории.

Наконец, уже на Женевской конференции летом 1958 г. Телегди и его сотрудники[F7] объявили о результатах опытов с поляризованными нейтронами, которые продемонстрировали справедливость теории на наиболее элементарном примере и позволили определить относительный знак в фермиевских и гамов-теллеровских переходах. К этому же времени закончилось и измерение основных постоянных. Опыты группы Спивака[C3] привели, наконец, к установлению времени жизни нейтрона с достаточной точностью. И к лету 1958 г. мы впервые получили возможность написать гамильтониан $\beta$-распада с численными значениями всех входящих в него постоянных.

Невыясненным совсем остался только вопрос о сохранении комбинированной четности — опыты в этом направлении еще не окончены.

Предварительные результаты опытов Кларка и др.[F8], измерявших корреляцию $e\nu$, в распаде поляризованных нейтронов дали первое подтверждение гипотезы Ландау (хотя еще и с очень малой точностью).

В пользу сохранения комбинированной четности говорит отрицательный результат опытов по обнаружению дипольного момента $\mu$-мезона[H1].

Таким образом, возникла новая картина $\beta$-взаимодействия. Однако точность опытов, проделанных за последнее время, еще недостаточно велика. Строго говоря, остается еще вопрос: не существует ли новых эффектов (они могут быть скрыты в 10—15% интервале экспериментальных ошибок), которые покажут, что новая картина описывает явление лишь приближенно? Точно ли нейтрино продольный? Строго ли двухкомпонентен электрон? Это должны показать дальнейшие опыты.

Делая такую оговорку, представляется сейчас полезным собрать существующие теоретические соображения и результаты опыта—рассказать о них с единой (пусть еще не окончательно доказанной) точки зрения.

Эта задача и стоит перед настоящим обзором. В нем сделана попытка

*) Единственным экспериментальным результатом, не укладывавшимся к тому времени в схему, оставалось отсутствие распада $\pi$-мезона на электрон и нейтрино. Сомневаться в этом побоялись даже Гелл-Манн и Фейнман. Однако и это последнее препятствие, по-видимому, оказалось иллюзорным. На конференции в Женеве в сентябре 1958 г. было рассказано об обнаружении такого распада (T. Fazzini, G. Fidecaro, A. W. Mevvirron, H. Paul a. A. V. Tollestrup—Phys. Rev. Lett., 1, 247 (1958).

Отношение числа распадов $\pi\to e+\nu$ к числу $\pi\to\mu+\nu$ распадов было $>4\cdot10^{-5}$. Аналогичное значение ($\sim10^{-4}$) получила и американская группа (G. Impeduglia, R. Plano, A. Prodell, N. Samios, M. Schwarz и J. Steinberger—Phys. Rev. Lett, 1, 249 (1958).

дать систематическое изложение теории разрешенных β-распадов на основе модели двухкомпонентного нейтрино. Так как основной задачей обзора является дать не формулы для конкретной обработки данных опыта, а лишь физическую картину, то рассмотрены наиболее ясные случаи; усложнениям всякого рода (запреты, кулоново поле) внимание уделено лишь постольку, поскольку они меняют качественную сторону явления.

В обзор не включены вопросы, связанные с несохранением четности в распадах μ-мезона и $K$-мезона, а также вопрос об универсальном слабом взаимодействии. Обзор ограничивается лишь вопросами, связанными с β-распадами ядер.

## § 2. УРАВНЕНИЕ ДИРАКА

Мы начинаем с краткой сводки свойств уравнений Дирака. Уравнение релятивистской частицы со спином $^1/_2$ и массой покоя в отсутствие внешних полей имеет, как известно, вид*)

$$(-W+\boldsymbol{\alpha}\mathbf{p}+\beta m)\,\psi=0, \tag{2,1}$$

где $W$ — энергия частицы (включающая массу покоя); $\mathbf{p}=-i\nabla$ — оператор импульса и $\boldsymbol{\alpha}$ и $\beta$ — матрицы, которые выражаются через четыре двухрядные матрицы Паули $\sigma_x$, $\sigma_y$, $\sigma_z$ и 1:

$$\boldsymbol{\alpha}=\begin{pmatrix}0 & \sigma\\ \sigma & 0\end{pmatrix},\quad \beta=\begin{pmatrix}1 & 0\\ 0 & -1\end{pmatrix}. \tag{2,2}$$

Такая запись предполагает, что каждый элемент в таблице есть двухрядная матрица.

Решение (2,1) записывается в виде плоской волны, умноженной на четырехкомпонентную величину (биспинор):

$$\psi=u\exp i\,\mathbf{pr} \tag{2,3}$$

Кроме того, удобно представить $u$ в виде двух двухкомпонентных величин $\varphi$ и $\chi$:

$$u=\begin{pmatrix}\varphi\\ \chi\end{pmatrix}. \tag{2,4}$$

Тогда для $\varphi$ и $\chi$ получим из (2,1) алгебраические уравнения

$$\begin{aligned} W\varphi&=\boldsymbol{\sigma}\mathbf{p}\chi+m\varphi,\\ W\chi&=\boldsymbol{\sigma}\mathbf{p}\varphi-m\chi, \end{aligned} \tag{2,5}$$

где $\mathbf{p}$ — уже обычный вектор, а не оператор. Из второго уравнения (2,5) можно выразить $\chi$ через $\varphi$:

$$\chi=\frac{\boldsymbol{\sigma}\mathbf{p}}{W+m}\varphi. \tag{2,6}$$

Для того чтобы получить нормированную функцию, будем считать, что двухкомпонентная величина $\varphi$ нормирована:

$$|\varphi|^2=\varphi_1^*\varphi_1+\varphi_2^*\varphi_2=1.$$

Для нормировки $u$ потребуем

$$|u|^2=|\varphi|^2+|\chi|^2=1.$$

*) Система единиц: $\hbar=c=1$.

Отсюда, замечая, что $(\sigma \mathbf{p})^2 = p^2$, получим

$$u = \left( \frac{W+m}{2W} \right)^{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} \varphi \\ \frac{\sigma \mathbf{p}}{W+m} \varphi \end{pmatrix}. \tag{2,7}$$

Уравнение Дирака записывают и в более симметричном виде. Изменим знак второго уравнения (2,5) и умножим оба эти уравнения на $i$. Тогда легко видеть, что их можно переписать в виде

$$(iW\gamma_4 + \gamma \mathbf{p} - im)\, u = 0 \tag{2,8}$$

или в четырехмерном виде

$$\gamma_k \nabla_k \psi_k + m\psi = 0 \qquad (\nabla_k = +ip_k). \tag{2,9}$$

Четырехрядные матрицы $\gamma_k$ равны

$$\gamma = -i\gamma_4 \boldsymbol{\alpha} = \begin{pmatrix} 0 & -i\sigma \\ i\sigma & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma_4 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \tag{2,10}$$

Смысл умножения на $i$ состоит в том, чтобы сделать все четыре матрицы $\gamma$ эрмитовыми.

Матрицы $\gamma_k$ $(k = 1, 2, 3, 4)$ имеют очевидные свойства: они антикоммутируют друг с другом, а их квадраты равны единице

$$\gamma_i \gamma_k + \gamma_k \gamma_i = 2\delta_{ik}. \tag{2,11}$$

Произведение всех четырех $\gamma_1$ обозначается через $\gamma_5$*):

$$\gamma_5 = \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3 \gamma_4 = -\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}; \tag{2,12}$$

$\gamma_5$ антикоммутирует со всеми остальными $\gamma_k$:

$$\gamma_5 \gamma_k + \gamma_k \gamma_5 = 0. \tag{2,13}$$

Нетрудно видеть, что $\gamma_5^2 = 1$ и

$$\boldsymbol{\alpha} = -\sigma \gamma_5. \tag{2,14}$$

Для составления гамильтониана взаимодействия приходится составлять билинейные выражения из величин $\psi_\alpha^*$ и $\psi_\beta$ $(\alpha, \beta = 1, 2, 3, 4)$. В нерелятивистской механике существует только одна такая величина (трехмерный скаляр) — глотность вероятности $\psi^*\psi$. Так как для частицы со спином $^1/_2$ в релятивистской механике имеются четыре величины $\psi_\alpha^*$ и четыре величины $\psi_\beta$, то всего можно составить 16 произведений $\psi_\alpha^* \psi_\beta$. Удобно вместо этих 16 величин ввести 16 их линейных комбинаций, которые обладали бы явно выраженными тензорными свойствами.

Очевидно, что глотность вероятности в релятивистской механике является четвертой компонентой четырехвектора плотности тока. Мы нормировали функцию $\psi$ так, что $|\psi|^2 = 1$. Тогда $W|\psi|^2$ можно рассматривать как четвертую компоненту четырехвектора. В этом случае три другие (пространственные) компоненты должны быть равны импульсу частицы $\mathbf{p}$. Нетрудно видеть, что это будет вектор

$$W(\psi^* \boldsymbol{\alpha} \psi).$$

Подставим вместо функции $\psi$ ее представление через двухкомпонентные функции; тогда, используя (2,14), получим:

$$W(\psi^* \boldsymbol{\alpha} \psi) = \frac{1}{2}(W+m)[\chi^* \sigma \varphi + \varphi^* \sigma \chi] = \frac{1}{2} \varphi^* [(\sigma \mathbf{p})\, \boldsymbol{\sigma} + \boldsymbol{\sigma}(\sigma \mathbf{p})]\, \varphi. \tag{2,15}$$

*) В некоторых работах это произведение обозначается через $i\gamma_5$.

Из (2,15), пользуясь свойствами матриц Паули, получим

$$W(\psi^*\boldsymbol{\alpha}\psi) = \mathbf{p}. \qquad (2,16)$$

Таким образом, четыре величины

$$\begin{matrix} \psi^*\psi \\ \psi^*\boldsymbol{\alpha}\psi \end{matrix} \qquad (2,17)$$

пропорциональны компонентам четырехвектора.

Смысл множителя $W$ можно понять, если учесть, что $\psi^*\psi$ есть вероятность, отнесенная на интервал импульсов $dp_x dp_y dp_z$. Но произведение $dp_x dp_y dp_z$ неинвариантно относительно преобразований Лоренца— инвариантным является выражение $W^{-1} dp_x dp_y dp_z$. Поэтому компоненты (2,17) образуют четырехвектор лишь после умножения на $W$. Такой смысл имеют и остальные величины, вводимые в теорию.

Величины (2,17) можно более симметрично записать как

$$V \longrightarrow \begin{Bmatrix} \bar{\psi}\gamma_4 & \psi \\ \bar{\psi}\gamma & \psi \end{Bmatrix} \longrightarrow \bar{\psi}\gamma_i\psi, \qquad (2,18)$$

где

$$\bar{\psi} = \psi^*\gamma_4. \qquad (2,19)$$

Компоненты (2,18) образуют вектор в представлении Минковского (с мнимой четвертой компонентой).

Таким образом, мы нашли четыре билинейные комбинации из 16. Пользуясь теперь уравнением Дирака (2,9), которое можно записать так:

$$(\gamma_k p_k - im)\,\psi = 0 \qquad (2,20)$$

(по $k$ суммирование от 1 до 4), можно получить и остальные 12 величин. Для этого умножим (2,20) слева на $\bar{\psi}$. Так как

$$\bar{\psi}\gamma_k p_k \psi = (\bar{\psi}\gamma_k\psi)\,p_k$$

есть скаляр (четырехмерное произведение двух векторов), то скаляром будет и второе слагаемое $im\bar{\psi}\psi$, а следовательно величина

$$S = \bar{\psi}\psi \qquad (2,21)$$

(на которую умножается скаляр $m$). Умножим далее (2,20) слева на $\bar{\psi}\gamma_i$. Рассуждая аналогично, найдем, что $i(\bar{\psi}\gamma_i\gamma_k\psi)\,p_k$ есть вектор, а следовательно, величина

$$T = i\bar{\psi}\gamma_i\gamma_k\psi, \qquad i \neq k, \qquad (2,22)$$

или

$$T = \frac{-i}{2}\bar{\psi}(\gamma_i\gamma_k - \gamma_k\gamma_i)\,\psi = \bar{\psi}\sigma_{ik}\psi$$

есть антисимметричный тензор*).

Умножая (2,20) слева на $\bar{\psi}\gamma_m\gamma_k$, найдем, далее, что

$$A = i\bar{\psi}\gamma_m\gamma_l\gamma_k\psi \qquad (m \neq l \neq k)$$

или

$$A = i\bar{\psi}\gamma_i\gamma_5\psi \qquad (2,23)$$

*) Коэффициент $i$ введен для того, чтобы сделать матрицу $i\gamma_i\gamma_k$ эрмитовой: $(i\gamma_i\gamma_k)^+ = -i\gamma_k^+\gamma_i^+ = i\gamma_i\gamma_k$.

есть антисимметричный тензор третьего ранга — псевдовектор. Наконец, умножая (2,20) слева на $\bar{\psi}\gamma_m\gamma_l\gamma_k$, найдем (при разных индексах), что

$$P = \bar{\psi}\gamma_5\psi \tag{2,24}$$

есть псевдоскаляр.

Умножение (2,20) на $\bar{\psi}\gamma_5$ уже не даст ничего нового, так как $\bar{\psi}\gamma_5\gamma_4\psi$ сводится к компонентам псевдовектора. (Больше четырех матриц $\gamma$ в произведении стоять не может.) Нетрудно видеть, что мы исчерпали все возможности. Действительно,

$S$ имеет 1 компоненту,
$V$ имеет 4 компоненты,
$T$ имеет 6 компонент,
$A$ имеет 4 компоненты,
$P$ имеет 1 компоненту,

всего 16 компонент.

Если выразить компоненты полученных величин через матрицы $\sigma\gamma_4$ и $\gamma_5$, то получим следующую таблицу:

$$\begin{array}{l} \text{скаляр } S: \psi^*\gamma_4\psi; \\ \text{вектор } V: \psi^*\psi;\ i\psi^*\sigma\gamma_5\psi; \\ \text{тензор } T: \psi^*\gamma_4\sigma\psi;\ \psi^*\gamma_4\sigma\gamma_5\psi; \\ \text{псевдовектор } A: i\psi^*\gamma_5\psi;\ \psi^*\sigma\psi \\ \text{и псевдоскаляр } P: \psi^*\gamma_4\gamma_5\psi. \end{array} \tag{2,25}$$

Тензор состоит из двух векторов: один, составленный из компонент $i$, $k$ ($i, k = 1, 2, 3$), другой — из компонент $i4$.

Из формул (2,25) мы видим, что скаляр отличается от псевдоскаляра заменой $\psi$ на $-\gamma_5\psi$. Такая же замена отличает и компоненты вектора и псевдовектора. Наконец, два вектора, образующих тензор, переходят друг в друга при этой замене.

Такое свойство матрицы $\gamma_5$ означает, что она имеет псевдоскалярный характер, т. е. что умножение волновой функции на $\gamma_5$ меняет четность волновой функции.

Обратим внимание на то, что $(-\gamma_5)$, действуя на волновую функцию, переставляет местами две ее компоненты

$$-\gamma_5\begin{pmatrix}\varphi\\ \chi\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}\chi\\ \varphi\end{pmatrix}. \tag{2,26}$$

Это значит, что $\varphi$ и $\chi$ обладают противоположной четностью, что следует также и из псевдоскалярного характера скалярного произведения $\boldsymbol{\sigma}\mathbf{p}$ в формуле (2,7).

Для частицы с массой нуль (нейтрино) действие матрицы $(-\gamma_5)$ эквивалентно умножению волновой функции на $\boldsymbol{\sigma\nu}$, где $\boldsymbol{\nu}$ — единичный вектор, направленный вдоль импульса нейтрино

$$\nu = \frac{\mathbf{p}_\nu}{|\mathbf{p}_\nu|}. \tag{2,27}$$

Это следует из того, что $(\boldsymbol{\sigma\nu})^2 = 1$ и

$$-\gamma_5\begin{pmatrix}1\\ \boldsymbol{\sigma\nu}\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}\boldsymbol{\sigma\nu}\\ 1\end{pmatrix}. \tag{2,28}$$

Нам остается еще сказать несколько слов об учете кулонова поля. В общем случае он приводит к громоздким вычислениям (ср. [B25]).

Если можно считать, что $Ze^2/p \ll 1$ (легкие ядра и быстрые электроны), то влияние кулонова поля сводится только к изменению соотношения фаз между обеими компонентами волновой функции $\varphi$ и $\chi$. Именно, волновую функцию электрона можно записать в виде

$$\left(\frac{W+m}{2W}\right)^{\frac{1}{2}}\begin{pmatrix}\varphi \\ \left(1+i\frac{Ze^2}{p}\right)\frac{\sigma\mathbf{p}}{W+m}\varphi\end{pmatrix}. \qquad (2,29)$$

(Для позитрона знак перед $e^2$ обратный). Эта функция нормирована на единицу с точностью до $(Ze^2/p)^2$. В дальнейшем мы, как правило, не будем вводить поправки на кулоново поле. Влияние кулонова поля подробно исследовано в работах [B25, B27, B37, B38], к которым мы и отсылаем читателя.

## § 3. ДВУХКОМПОНЕНТНОЕ НЕЙТРИНО

В течение многих лет оставался неясным вопрос о том, равна ли масса нейтрино строго нулю или же она просто очень мала*). Было непонятно, есть ли какая-либо принципиальная разница между такими двумя возможностями. Лишь в конце 1956 г. Салам [B7], Ландау [B5], Янг и Ли [B8], показали, что строгое равенство массы нейтрино нулю вместе с отказом от приписывания нейтрино определенного значения внутренней четности приводит к новой модели нейтрино — к двухкомпонентному или продольному нейтрино**).

Обратимся к уравнению Дирака, в котором мы положим массу $m=0$:

$$W\varphi = (\sigma\mathbf{p})\chi, \qquad (3,1)$$

$$W\chi = (\sigma\mathbf{p})\varphi. \qquad (3,2)$$

Вместо функций $\varphi$ и $\chi$ введем две новые функции

$$\begin{aligned}\psi_+ &= 2^{-1/2}(\varphi+\chi),\\ \psi_- &= 2^{-1/2}(\varphi-\chi).\end{aligned} \qquad (3,3)$$

Замечая, что переход от $\varphi$ к $\chi$ и наоборот эквивалентен (в выбранном нами представлении матриц) согласно (2,26) умножению на матрицу $(-\gamma_5)$, можно также написать

$$\begin{aligned}\psi_+ &= 2^{-1/2}(1-\gamma_5)\psi,\\ \psi_- &= 2^{-1/2}(1+\gamma_5)\psi.\end{aligned} \qquad (3,4)$$

Функции (3,4) являются собственными функциями матрицы $(-\gamma_5)$:

$$\begin{aligned}(-\gamma_5)\psi_+ &= \psi_+,\\ (-\gamma_5)\psi_- &= -\psi_-.\end{aligned} \qquad (3,5)$$

Собственные значения этой матрицы называют *спиральностью* («helicity» или «chirality»). Замена $\psi \to \pm\gamma_5\psi$ в уравнении Дирака меняет знак у массы — это видно из (2,20) и антикоммутации $\gamma_5$ с остальными $\gamma$. Поэтому взаимодействие инвариантно относительно такой замены, только если масса частицы равна нулю. Обратно, требование инвариантности относительно преобразования $\psi \to \pm\gamma_5\psi$ (определенная

*) Напомним, что в электродинамике равенство нулю массы покоя фотона есть следствие градиентной инвариантности теории.

**) Заметим, что называть двухкомпонентное нейтрино продольным не вполне последовательно. Фотон, у которого проекция момента на направление импульса равна $\pm 1$ (лево- и правополяризованные фотоны), называют обычно поперечным (по направлению вектор-потенциала).

спиральность частицы) приводит к обращению в нуль массы частицы (ср. [B41, B42]). Функции $\psi_+$ и $\psi_-$ имеют только по две независимые компоненты; их можно записать в виде столбцов:

$$\left.\begin{aligned} \psi_+ &= \frac{1}{2}\begin{pmatrix} (1+\sigma\nu)\varphi \\ (1+\sigma\nu)\varphi \end{pmatrix}; \\ \psi_- &= \frac{1}{2}\begin{pmatrix} (1-\sigma\nu)\varphi \\ -(1-\sigma\nu)\varphi \end{pmatrix}, \end{aligned}\right\} \tag{3,6}$$

где $\nu$ — единичный вектор в направлении импульса частицы, $\varphi$ — двухкомпонентные спиновые функции Паули. Функции $\psi_+$, $\psi_-$ в виде (3,6) нормированы на единицу. Действительно,

$$|\psi_+|^2 = \frac{1}{2}|(1+\sigma\nu)\varphi|^2 = 1. \tag{3,7}$$

Здесь мы использовали то, что $(\sigma\nu)^2 = 1$ и положили

$$\varphi^*\sigma\nu\varphi = 0.$$

Это значит, что мы считаем среднее значение проекции спина в состоянии $\varphi$ (но не $\psi_+$) равным нулю.

Таким образом, умножение $\psi$ на матрицу $(1 \pm \gamma_5)$ превращает $\psi$ в волновую функцию двухкомпонентного нейтрино.

В оригинальной работе Ли и Янга [B8] выбрано несколько иное представление волновой функции нейтрино. Именно, вместо (3,6) они полагают

$$\left.\begin{aligned} \psi_+ &= \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 1+\sigma\nu \\ 0 \end{pmatrix}\varphi; \\ \psi_- &= \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 1-\sigma\nu \\ 0 \end{pmatrix}\varphi. \end{aligned}\right\} \tag{3,8}$$

Это не меняет, конечно, никаких результатов. Мы будем пользоваться представлением (3,6).

Волновые функции $\psi_+$ и $\psi_-$ удовлетворяют уравнениям

$$\begin{aligned} \psi_+ &= \sigma\nu\psi_+, \\ \psi_- &= -\sigma\nu\psi_-, \end{aligned} \tag{3,9}$$

которые прямо следуют из (3,1).

Уравнения (3,9) показывают, что $\psi_+$ отвечает состоянию с проекцией спина на направление импульса, равной $+1$, а $\psi_-$ отвечает состоянию с проекцией спина на это направление, равной $-1$. В терминах векторной модели такое состояние отвечает сильной связи между спином и импульсом. В этом состоянии спин прецессирует вокруг импульса частиц.

Отметим очевидное обстоятельство: при изменении знаков всех пространственных координат функции $\psi_+$ и $\psi_-$ меняются ролями. Действительно, при таком преобразовании компоненты вектора $\nu$ меняют знаки, а компоненты $\sigma$ (псевдовектор) остаются неизменными. Следовательно, меняет знак и произведение $\sigma\nu$. Изменение знака времени, напротив, не меняет знака произведения $\sigma\nu$, так как при таком преобразовании меняют знак и компоненты импульса и компоненты спина (спин преобразуется как угловая скорость).

Функции $\psi_+$ и $\psi_-$ описывают частицы, полностью поляризованные по или против направления движения соответственно. Это свойство не зависит от системы координат и является поэтому релятивистски инвариантным. Нетрудно видеть, что такие состояния очевидным образом могут реализоваться только для предельно релятивистских частиц ($m = 0$).

Если масса покоя частицы не равна нулю, то всегда можно перейти в систему координат, где частица покоится; в этой системе импульс равен нулю, а спин имеет произвольное направление. Переходя теперь опять в движущуюся систему, можно получать любые взаимные направления спина и импульса. Поэтому существование продольной поляризации частиц есть следствие отсутствия для таких частиц системы покоя.

Аналогичное положение, как известно, существует и для фотонов. Отсутствие массы покоя у фотона непосредственно связано с тем, что у фотона существует только две поляризации: момент количества движения фотона может быть направлен либо по волновому вектору (левополяризованный фотон), либо против этого направления (правополяризованный фотон).

Представление волновой функции нейтрино с помощью операторов $1 \pm \gamma_5$ не единственный способ выбора двухкомпонентного представления, если отказаться от требования тождественного равенства нулю массы нейтрино. Мы не будем рассматривать других представлений подробно и отсылаем читателя к оригинальным работам (см. работы Кейза[B20] и Паули[B19]).

Волновое уравнение свободного нейтрино (с массой и зарядом равными нулю) очевидно инвариантно относительно двух преобразований

$$\psi \longrightarrow \psi^c$$

и

$$\psi \longrightarrow \gamma_5 \psi, \tag{3,10}$$

где $\psi^c$ — волновая функция зарядовосопряженной частицы (антинейтрино).

Поэтому состояние свободного нейтрино является вырожденным состоянием. Это означает, что любая линейная комбинация

$$a\psi + b\psi^c + c\gamma_5\psi + d\gamma_5\psi^c \tag{3,11}$$

может описывать состояние свободного нейтрино*). Требование, чтобы волновые функции нейтрино и антинейтрино были бы собственной функцией оператора $(-\gamma_5)$, есть способ, который уничтожает эту неоднозначность.

Другой способ был предложен Майорана, который предложил теорию, основанную на том, что нейтрино и антинейтрино тождественны.

Такая теория отвечает выбору волновой функции нейтрино в виде

$$\psi \longrightarrow \frac{1}{2}(\psi + \psi^c). \tag{3,12}$$

В этой схеме $\psi$ есть собственная функция оператора зарядового сопряжения и нейтрино не имеет в среднем продольной поляризации.

Теория Майорана, очевидно, не совместима с принципом сохранения лептонного заряда (невозможности превращения нейтрино — антинейтрино) и описывает истинно нейтральную частицу. Теория продольного нейтрино представляет собой другой предельный случай полностью поля-

---

*) Принято говорить, что уравнение нейтрино инвариантно относительно преобразований Паули:

$$\psi \longrightarrow \alpha\psi + \beta\gamma_5\psi, \tag{I}$$

$$\psi \longrightarrow a\psi^c + b\gamma_5\psi^c, \tag{II}$$

где $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = |a|^2 + |b|^2 = 1$ (ср. Людерс [B18]).

ризованных нейтрино и антинейтрино, не превращающихся один в другой. При этом в теории Майорана у нейтрино может возникнуть масса в результате виртуальных переходов нейтрино — антинейтрино, у продольного нейтрино масса тождественно равна нулю из-за строгого запрета таких переходов.

Очевидно, что можно построить любую промежуточную схему, в которой нейтрино был бы частично поляризован [B19,20].

Хотя, строго говоря, в настоящее время продольность нейтрино еще не доказана строго (экспериментальные ошибки составляют 15—20%), однако эта схема настолько привлекательна с теоретической точки зрения, что мы не будем рассматривать здесь других возможностей.

Таким образом, наиболее вероятной сейчас представляется гипотеза о том, что нейтрино и антинейтрино полностью поляризованы продольно. Опытом Гольдгабера, Гродзина и Сульяра [D5], измерявших круговую поляризацию $\gamma$-квантов, следующих за процессом электронного захвата в Eu (см. § 10), показано, что нейтрино поляризован против направления движения. Антинейтрино при этом должен быть поляризован по направлению движения. Таким образом нейтрино имеет симметрию левого винта (левую спиральность), а антинейтрино симметрию правого винта (правую спиральность)*). В дальнейшем мы будем просто говорить о левых и правых частицах.

Рассмотрим еще некоторые формулы.

Прежде всего обратим внимание на свойства матриц $(1-\gamma_5)$ и $(1+\gamma_5)$. Очевидно, что

$$\begin{gathered}(1\pm\gamma_5)^2=2(1\pm\gamma_5),\\ (1+\gamma_5)(1-\gamma_5)=(1-\gamma_5)(1+\gamma_5)=0.\end{gathered} \tag{3,13}$$

С помощью этих матриц можно разложить любую волновую функцию на две составляющие

$$\psi=\frac{1}{2}(1-\gamma_5)\psi+\frac{1}{2}(1+\gamma_5)\psi. \tag{3,14}$$

В случае частиц с массой, равной нулю, это соответствует разбиению состояний на два продольных состояния $\psi_+$ и $\psi_-$. Далее, так как $\gamma_5$ антикоммутирует с каждой из четырех матриц $\gamma_i$, то, обозначая, через $\gamma_B (B=S, V, T, A, P)$ шестнадцать матриц, которые можно составить из $\gamma_i$, мы можем написать правила коммутации $(1\pm\gamma_5)$ с $\gamma_B$:

$$(1\mp\gamma_5)\gamma_B=\begin{cases}\gamma_B(1\mp\gamma_5) & B=S, T, P\\ \gamma_B(1\pm\gamma_5) & B=A, V\end{cases}$$

Введем сопряженные функции для продольных частиц. Так как $\bar\psi=\psi^*\gamma_4$, то

$$\psi_\pm=\psi^*_\pm(1\mp\gamma_5)\gamma_4.$$

Отсюда

$$\bar\psi_+=\bar\psi(1+\gamma_5), \tag{3,15}$$

$$\bar\psi_-=\bar\psi(1-\gamma_5). \tag{3,16}$$

*) Отметим, что в оптике левополяризованным светом называют свет, имеющий симметрию правого винта, что связано с другим выбором системы координат (наблюдатель смотрит навстречу волновому вектору).

Из формул (3,15) и (3,16) видно, что для продольных частиц можно составить только вектор и псевдовектор, а

$$\bar{\psi}_+\gamma_B\psi_+ = \bar{\psi}_-\gamma_B\psi_- = 0 \quad (B = S,\ T,\ P). \tag{3,17}$$

Из этих равенств следует, в частности, что двухкомпонентное нейтрино не может иметь магнитного момента*).

Невозможность составить для продольного нейтрино скаляр отвечает равенству нулю его массы. С этим же связана невозможность составить для него псевдоскаляр, так как для частицы с заданной спиральностью $\bar{\psi}\gamma_5\psi = \pm\bar{\psi}\psi$.

Любопытно отметить, что ничто не запрещает такому нейтрино иметь заряд, ибо вектор тока $\bar{\psi}_+\gamma_i\psi_+$ отличен от нуля.

Для частиц с массой, отличной от нуля, как мы уже говорили, нельзя ввести инвариантные состояния с продольной поляризацией. Тем не менее полезно рассмотреть результат действия на волновые функции таких частиц матриц $(1-\gamma_5)$ и $(1+\gamma_5)$.

Используя волновую функцию (2,8), можем написать по аналогии с (3,5)

$$(1-\gamma_5)\psi = \begin{pmatrix} \left(1+\dfrac{\sigma\mathbf{p}}{W+m}\right)\varphi \\ \left(1+\dfrac{\sigma\mathbf{p}}{W+m}\right)\varphi \end{pmatrix}. \tag{3,18}$$

Введем вектор $\mathbf{e} = \dfrac{\mathbf{p}}{p}$ (единичный вектор вдоль импульса электрона). Очевидно, что полностью продольно поляризованный электрон должен описываться функциями

$$(1+\sigma\mathbf{e})\varphi \tag{3,19}$$

(поляризация по импульсу) или

$$(1-\sigma\mathbf{e})\varphi \tag{3,20}$$

(поляризация против импульса).

Разложим оператор, входящий в (3,18), на два оператора

$$1+\frac{\sigma p}{W+m} = a(1+\sigma\mathbf{e}) + b(1-\sigma\mathbf{e}). \tag{3,21}$$

Очевидно, что квадраты величин

$$a = \frac{1}{2}\left(1+\frac{p}{W+m}\right); \quad b = \frac{1}{2}\left(1-\frac{p}{W+m}\right) \tag{3,22}$$

определяют долю электронов с поляризацией по и против импульса соответственно, а

$$P = \frac{a^2-b^2}{a^2+b^2} \tag{3,23}$$

есть, по определению, средняя поляризация электронов в состоянии (3,18).

Из (3,22) имеем

$$\begin{aligned} a^2+b^2 &= \frac{W}{W+m}, \\ a^2-b^2 &= \frac{p}{W+m}, \end{aligned} \tag{3 4}$$

*) Экспериментально установлено, что магнитный момент нейтрино во всяком случае меньше $10^{-9}$ боровского магнетона (см. § 10).

отсюда

$$P = \frac{p}{W} = \beta \qquad (3,25)$$

(скорость электрона в единицах скорости света). Таким образом, электрон в состоянии (3,18) имеет среднюю поляризацию $\beta$ в направлении своего импульса. Аналогично электрон в состоянии

$$\psi_- = (1+\gamma_5)\psi = \begin{pmatrix} \left(1 - \frac{\sigma \mathbf{p}}{W+m}\right)\varphi, \\ -\left(1 - \frac{\sigma \mathbf{p}}{W+m}\right)\varphi \end{pmatrix} \qquad (3,26)$$

будет иметь поляризацию $-\beta$.

При $\beta \to 1$ электрон становится продольно поляризованным *).

Заметим для полноты, что уравнение Дирака для электрона можно написать в двухкомпонентной форме, если перейти к уравнению второго порядка (Гелл-Манн и Фейнман [B40]). Именно, если написать уравнение Дирака в присутствии электромагнитного поля для $\psi^+$ и $\psi^-$, получаемое из (2,9),

$$\begin{aligned} \gamma_k(\nabla_k - ieA_k)\psi^+ + m\psi^- &= 0, \\ \gamma_k(\nabla_k - ieA_k)\psi^- + m\psi^+ &= 0, \end{aligned} \qquad (3,27)$$

и исключить одну из этих функций, то для другой получим уравнение

$$(\nabla_k - ieA_k)^2\psi^{\pm} + \frac{1}{2}\sigma_{kl}F_{kl}\psi^{\pm} = m^2\psi^{\pm}, \qquad (3,28)$$

где $\sigma_{kl} = \frac{-i}{2}(\gamma_\mu\gamma_\nu - \gamma_\nu\gamma_\mu)$, а $F_{kl}$ — тензор электромагнитного поля. Дальнейшее обсуждение см. Гелл-Манн и Фейнман [B40].

## § 4. ЧЕТНОСТЬ

Для того чтобы описывать рождение и поглощение частиц, производят вторичное квантование. Смысл его сводится к тому, что состояние системы описывается числами заполнения (числами частиц в заданном состоянии), а волновую функцию $\psi_a$ рассматривают как оператор, уменьшающий число частиц в состоянии $a$ на единицу (оператор поглощения). Рождение частицы в состоянии $a$ описывается оператором $\overline{\psi}_a$. Оператор $\psi_a$ описывает также рождение античастицы в некотором состоянии $a'$, а оператор $\overline{\psi}_a$ — поглощение античастицы в том же состоянии $a'$. При этом состояние $a'$ отличается от состояния $a$, обратным направлением спина частицы (см. ниже).

Операторы $\psi_a$ антикоммутируют между собой, т. е. перестановка двух операторов местами меняет знак соответствующего выражения.

Рождения и поглощения частиц подчиняются квантовомеханическим законам сохранения. Законы сохранения, как известно, связаны с определенными свойствами симметрии пространства; они накладывают определенные ограничения на форму гамильтониана взаимодействия.

*) Интересно отметить, что такое представление релятивистского электрона было использовано Иенни, Ревенхоллом и Вильсоном для вычислений рассеяния электронов в кулоновом поле [D. R. Yennie, D. G. Ravenhall a. R. N. Wilson, Phys. Rev. 95, 500 (1954)].

Рассмотрим свойство гамильтониана относительно отражений. Обычно рассматриваются три типа отражений:

1) зеркальное ($P$) отражение - изменение знаков всех пространственных координат и импульсов;

2) временное ($T$) отражение — изменение знака времени — переход от поглощения к излучению;

3) зарядовое ($C$) отражение — изменение знаков всех зарядов — переход от частиц к античастицам.

Инвариантность гамильтониана относительно этих операций приводит к известным законам сохранения четности пространственной, временной и зарядовой соответственно.

Рассмотрим, как преобразуются волновые функции частиц со спином $^1/_2$ и соответствующие операторы при инверсиях.

Эти преобразования могут быть определены в следующей форме

$$\begin{aligned} P &: \psi \longrightarrow \gamma_4\psi, \\ T &: \psi \longrightarrow T\bar{\psi}, \\ C &: \psi \longrightarrow C\bar{\psi}. \end{aligned} \tag{4,1}$$

Из этих трех операций только зеркальное отражение представляется матрицей $\gamma_4$. Остальным двум отражениям отвечают переход от $\psi$ к $\bar{\psi}$ — нелинейная операция, которая не может быть выражена через матрицы $\gamma_i$ инвариантным относительно выбора представлений $\gamma$ образом. Матрицы $C$ и $T$ определяются перестановочными соотношениями между ними и $\gamma$:

$$T\gamma_i T^{-1} = -\gamma_i^T \qquad (i = 1, 2, 3), \tag{4,2}$$

$$T\gamma_4 T^{-1} = \gamma_4^T,$$

$$C\gamma_i C^{-1} = -\gamma_i^T \qquad (i = 1, 2, 3, 4), \tag{4,3}$$

где $\gamma^T$ — матрица, транспонированная с $\gamma$.

Для того чтобы понять смысл преобразований (4,1), запишем уравнение Дирака для частицы в электромагнитном поле

$$[\gamma_k(\nabla_k - ieA_k) + m]\,\psi = 0, \tag{4,4}$$

$$[\gamma_k^T(\nabla_k + ieA_k) - m]\,\bar{\psi} = 0, \tag{4,5}$$

где уравнение (4,5) получается из (4,4), если заметить, что $\gamma_i^* = \gamma_i^T$ в силу эрмитовости матриц $\gamma_i$.

Пользуясь свойствами коммутации $\gamma_4$ с остальными $\gamma$, легко видеть, что $\gamma_4\psi$ удовлетворяет уравнению

$$[\gamma_4(\nabla_4 - ieA_4) - \boldsymbol{\gamma}(\nabla - ie\mathbf{A}) + m]\,(\gamma_4\psi) = 0. \tag{4,6}$$

Но это уравнение, с другой стороны, получается из (4,4), если в нем произвести замену $x_i \longrightarrow -x_i$, $A_i \longrightarrow -A_i$, $(i = 1, 2, 3)$, т. е. изменить знаки всех пространственных координат.

Пользуясь свойствами матрицы $T$ (4,2), найдем также, что $T\bar{\psi}$ удовлетворяет уравнению (получаемому из (4,5) умножением на $T$):

$$[-\gamma_4(\nabla_4 - ieA_4) + \boldsymbol{\gamma}(\nabla - ie\mathbf{A}) + m]\,T\bar{\psi} = 0. \tag{4,7}$$

Это уравнение отличается от (4,4) заменой $x_4 \longrightarrow -x_4$ и $A_4 \longrightarrow -A_4$, т. е. отражением времени.

Наконец, с помощью (4,3) найдем, что $C\bar{\psi}$ удовлетворяет уравнению

$$[\gamma_k(\nabla_k + ieA_k) + m]\,(C\bar{\psi}) = 0. \tag{4,8}$$

Это уравнение отличается от (4,4) изменением знаков зарядов всех частиц.

По поводу операции отражения времени следует сделать некоторое замечание. В самом определении такого отражения имеется произвол, состоящий в том, включать ли в эту операцию переход от излучения к поглощению (переход к $\overline{\psi}$) или нет. В неквантованной теории можно определить отражение времени формулой $\psi \to \gamma_1\gamma_2\gamma_3\psi^*$ *). При таком отражении, в частности, не меняется знак импульса частицы. Это определение менее удобно, и мы им пользоваться не будем.

Из формул (4,1) следует важный вывод. Если мы рассмотрим теперь совместное отражение всех четырех координат — операцию $PT$ (сильное отражение), то его, очевидно, можно представить в виде

$$PT : \psi \to \gamma_4 T\overline{\psi}. \tag{4,9}$$

С помощью (4.2) легко получим свойства коммутации $(PT)$ с $\gamma$. Именно

$$(PT)\gamma_i(PT)^{-1} = PT\gamma_i T^{-1}P = \gamma_i^T \quad (i = 1,\ 2,\ 3,\ 4). \tag{4,10}$$

Правая часть (4,10) отличается от правой части (4,3) знаком. Поэтому правила коммутации $PT$ будут такими же, как и для оператора $\gamma_5 C$. Это значит, что с точностью до несущественного фазового множителя можно написать:

$$PT = \gamma_5 C \tag{4,11}$$

или

$$PTC = \gamma_5. \tag{4,12}$$

Эта формула была получена Паули[B15] и представляет частный случай теоремы, о которой будет идти речь ниже.

Выясним теперь конкретный вид матриц $T$ и $C$, если матрицы $\gamma$ выбраны в виде (2,10).

Из формул (2,10) видно, что из четырех матриц $\gamma$ две матрицы $\gamma_1$ и $\gamma_3$ составлены из чисто-мнимых элементов, а две $\gamma_2$ и $\gamma_4$ из вещественных. Поэтому в этом представлении

$$\gamma_{1,3}^T = -\gamma_{1,3}, \qquad \gamma_{2,4}^T = +\gamma_{2,4}. \tag{4,13}$$

Тогда из (4,2) следует, что

$$T\gamma_i T^{-1} = \begin{cases} \gamma_i\,(i = 1,\ 3,\ 4), \\ -\gamma_i\,(i = 2). \end{cases} \tag{4,14}$$

Отсюда

$$T = \gamma_1\,\gamma_3\,\gamma_4. \tag{4,15}$$

Точно также из (4,3) найдем

$$C = \gamma_2\,\gamma_4. \tag{4,16}$$

Подчеркнем еще раз, что при другом выборе $\gamma$ вид $T$, $C$ будет другой; инвариантными являются только перестановочные соотношения (4,13) и (4,14).

Для полноты приведем еще перестановочные соотношения, которые получаются из приведенных выше формул:

$$PT = TP;\ PC = -CP;\ TC = -CT. \tag{4,17}$$

Отсюда, в частности, следует, что для частиц со спином $^1/_2$, пространственная и временная четности частицы и античастицы противоположны.

---

*) В таком виде операция отражения времени была определена Рака (G. Racah, Nuovo Cim. **14**, 322 (1937). Приведенное в тексте определение введено Вигнером [E. P. Wigner, Gött. Nachr. Phys. Math. Klasse, стр. 549 (1932)].

Вернемся теперь к формуле (4,12). Нетрудно видеть, что так как замена в уравнении Дирака $\psi$ на $\gamma_5\psi$ есть переход к частицам противоположной четности, то если для всех частиц в природе произвести такую замену, то это не скажется ни на каких явлениях, так как относительные четности частиц при этом не изменятся. Этот вывод, очевидный для свободных частиц и для частиц в электромагнитном поле, оказывается, является очень общим свойством природы.

Паули[B15], Людерсом[B14, B21] и Зумино[B16] (Швингер[B17, B18] и Иост[B57]) доказана теорема, согласно которой произведение всех трех операций $PCT$ коммутирует с любым гамильтонианом, а потому инвариантность относительно $PCT$ не накладывает никаких новых ограничений на взаимодействие. Можно иллюстрировать физический смысл этого утверждения следующим рассуждением. Пусть $\psi_a^+$ описывает поглощение частицы в состоянии $a$ с положительной продольной поляризацией. Тогда $P$ переводит этот оператор в оператор поглощения частицы с отрицательной продольной поляризацией $\psi_a^-$

$$P\psi_a^+ \longrightarrow \psi_a^-.$$

Операция $T$ превратит $\psi_a^+$ в оператор рождения частицы $T\psi_a^+ \longrightarrow \overline{\psi}_a^+$ и соответственно $P\psi_a^- \longrightarrow \psi_a^-$. Таким образом, из одного оператора $\psi_a$ мы получили уже четыре оператора:

$$\psi_a^+, \ \psi_a^-, \ \overline{\psi}_a^+, \ \overline{\psi}^-.$$

Наконец, зарядовое отражение $C$ приводит к появлению еще четырех операторов, описывающих рождение и поглощение античастиц:

$$\psi_a^{+c}, \ \psi_a^{-c}, \ \overline{\psi}_a^{+c}, \ \overline{\psi}_a^{-c}.$$

Всего возникает 8 операторов и соответственно восемь операций, с помощью которых эти операторы могут быть получены из одного, например $\psi_a$:

$$\begin{gathered} 1 \\ P, \ PC, \\ C, \ PT, \\ T, \ TC, \ PCT. \end{gathered} \tag{4,18}$$

Инвариантность гамильтониана относительно отражений есть инвариантность относительно операций (4,18). Однако не все эти операции независимы. Квантовая механика приводит к выводу, что поглощение частицы в состоянии с отрицательной энергией и рождение античастицы в состоянии с положительной энергией (и обратным направлением спина) есть один и тот же процесс. Поэтому операторы рождения частицы и поглощения античастицы должны быть связаны друг с другом. Это требование приводит к тому, что из 8 операторов (4,18) независимы только 4, и если мы, например, потребуем инвариантности гамильтониана относительно $P$ и $C$, то он окажется автоматически инвариантен относительно $T$.

Таким образом, остается рассмотреть вопрос об инвариантности взаимодействия относительно двух отражений $P$ и $C$. Ли и Янг*) впервые отметили, что в то время, как в сильных взаимодействиях четность сохраняется, нет никаких экспериментальных оснований для такого утверждения относительно слабых взаимодействий. В результате большой серии

*) Ср. дискуссию на 6-й Рочестерской конференции. (Выступления Вигнера, Фейнмана, Янга.)

экспериментов (начатой классическим опытом Ву[F1]) доказано, что в слабых взаимодействиях не сохраняются ни пространственная, ни зарядовая четности.

Несохранение четности приводит к фундаментальным следствиям о свойствах пространства.

На первый взгляд казалось, что в новой ситуации невозможно считать наш мир симметричным и что, напротив, отличие право — лево имеет абсолютный характер. Однако Ландау [B5] и Янг и Ли[B8] *) указали на то, что такое заключение не является необходимым следствием несохранения пространственной и зарядовой четности.

Если предположить, что законы природы инвариантны относительно комбинированной $PC$ (или временной $T$) четности, то симметрия мира сохранится.

В этом случае нет возможности различить между правым направлением в мире и левым направлением в анти-мире и видимая несимметрия направлений обусловлена несимметрией зарядов нашего мира, состоящего из положительно заряженных ядер и отрицательно заряженных электронов. Истинно нейтральная система в этом случае была бы симметрична и относительно обоих направлений вращения.

В таком мире с инвариантом относительно $PC$, очевидно, операция $P$ и операция $C$ приводит к одинаковым результатам. Это значит, что переход от частиц к античастице есть изменение знака спиральности.

Закон сохранения комбинированной четности не проверен еще экспериментально с достаточной точностью, хотя имеющиеся эксперименты указывают, что он, по-видимому, справедлив (ср. §§ 9, 10). Очевидно, что экспериментальная проверка сохранения комбинированной четности даст нам сведения об одном из наиболее фундаментальных свойств природы.

Интересным примером различия между мирами с разными четностями является вопрос о существовании дипольного момента у элементарных частиц[B5] и асимметрии при распаде поляризованной частицы. Средний дипольный момент частицы в стационарном состоянии должен быть параллелен ее спину

$$[\mathbf{d}]_{\text{ср}} = a\,[\boldsymbol{\sigma}]_{\text{ср}}. \tag{4,19}$$

Асимметрия в распаде поляризованной частицы может быть характеризована тем, что среднее значение импульса вылетающей частицы не равно нулю, а описывается уравнением типа

$$[\mathbf{p}]_{\text{ср}} = b\,[\boldsymbol{\sigma}]_{\text{ср}}, \tag{4,20}$$

где $\mathbf{p}$— импульс вылетающей частицы, $a$ и $b$—скаляры. Оба эти уравнения не могут быть справедливы, если пространственная четность сохраняется, так как в них входят величины разных симметрий. Далее, уравнение (4,19) неинвариантно относительно инверсии $T$, так как $\boldsymbol{\sigma}$ при такой инверсии меняет знак, а $\mathbf{d}$ нет. Уравнение же (4,20) не инвариантно относительно $PT=C$: при инверсии $P$ $\mathbf{p}$ меняет знак, а $\boldsymbol{\sigma}$ нет. Поэтому дипольный момент может существовать в мире, который неинвариантен относительно $P$ и $T$, а асимметрия может существовать только в мире, неинвариантном относительно $P$ и $C$. В частности, если справедлива гипотеза комбинированной четности, то элементарные частицы не могут иметь дипольного момента. В мире с сохранением $C$ мог бы быть дипольный момент, но не было бы асимметрии. Наконец, только в полностью несимметричном мире могли бы существовать оба эффекта.

---

*) Ср. также Wigner, Rev. Mod. Phys. **29**, 255 (1957). Перевод УФН **65**, вып. 2 (1958).

Свойства взаимодействия относительно инверсии времени позволяют сделать качественные заключения не только о свойствах стационарных состояний системы, но и о свойствах реакций.

При инверсии времени начальное и конечное состояние системы меняются ролями. Поэтому ограничения на свойстве системы такая инверсия накладывает в двух случаях: для стационарных состояний и для упругого рассеяния частиц.

Если мы имеем какую-либо ядерную реакцию, или процесс распада, в котором в конечном состоянии присутствуют не те же самые частицы, которые были в начальном, то в строгом смысле инверсия времени не приводит ни к каким ограничениям на свойства каждого из этих состояний. Инверсия времени налагает лишь некоторые связи на соотношения между прямой и обратной реакцией, например, на соотношения между поляризациями в этих реакциях*).

Существенно бо́льшую информацию мы получаем, если рассматриваемый эффект описывается в первом порядке теории возмущений, так что частицы описываются в конечном и начальном состояниях плоскими волнами (борновское приближение). В этом случае амплитуда перехода пропорциональна матричному элементу эрмитовского гамильтониана взаимодействия, что приводит к новым полезным соотношениям.

Из общей теории известно, что инверсия времени сводится к тому, что в амплитуде матрицы рассеяния меняются местами конечное и начальное состояния и изменяются знаки спинов и импульсов всех частиц системы:

$$T:(\mathbf{k},\ \boldsymbol{\sigma}\,|\,S\,|\,\mathbf{k}',\ \boldsymbol{\sigma}')\longrightarrow(-\mathbf{k}',\ -\boldsymbol{\sigma}'\,|\,S\,|-\mathbf{k},\ -\boldsymbol{\sigma}) \tag{4,21}$$

Символически это преобразование можно записать в виде

$$T:\mathbf{k}\longrightarrow-\mathbf{k}'\ \ \boldsymbol{\sigma}\longrightarrow-\boldsymbol{\sigma}. \tag{4,22}$$

В первом приближении тоеории возмущений $S$ пропорционально гамильтониану взаимодействия и перестановка местами начального и конечного состояния в матричном элементе (транспонирование) равносильна комплексному сопряжению и не меняет вероятности перехода**). Поэтому в этом случае свойства системы не меняются при такой перестановке. Это, в свою очередь, приводит вместе с (4,21) к тому, что инверсия времени эквивалентна в первом приближении теории возмущений замене

$$T_{\text{прибл}}:\mathbf{k}\longrightarrow-\mathbf{k},\ \ \boldsymbol{\sigma}\longrightarrow-\boldsymbol{\sigma}. \tag{4,23}$$

Преобразование (4,23) относится уже к свойствам заданного состояния и согласно сказанному справедливо тогда, когда можно пренебречь взаимодействием в конечном состоянии. В случае β-распада это означает, что преобразование (4,23) эквивалентно инверсии времени, если мы можем пренебречь кулоновским взаимодействием легких частиц, т. е. если их энергия достаточно велика или если заряд ядра мал.

Преобразование (4,23) будет использовано нами в дальнейшем, здесь же мы в качестве примера рассмотрим вопрос о поляризации продуктов реакции.

Рассмотрим реакцию, в которой участвуют по две частицы в начальном и конечном состоянии:

$$a+b\longrightarrow c+d.$$

---

*) Отметим, что обратимость всех реакций обеспечивается эрмитовостью гамильтониана — вещественностью собственных значений энергии системы.

**) Если еще при этом взаимодействие не зависит от скоростей, то матричный элемент вообще вещественен.

Частицы слева и справа могут быть одни и те же (рассеяние) или разные (реакция). Плоскость рассеяния определяется двумя векторами **k** и **k′** (в системе ц. и.).

Посмотрим, может ли существовать поляризация в конечном состоянии, нормальная к плоскости реакции, если начальные частицы не были поляризованы и если взаимодействие инвариантно относительно инверсии времени. Это связано с тем, может ли существовать равенство типа

$$[\sigma]_{\text{ср}} = \alpha \mathbf{k} \times \mathbf{k}', \tag{4,24}$$

где $\alpha$— скаляр.

При точной инверсии времени (4,22) обе стороны равенства преобразуются одинаково.

Формула (4,24) выражает, например, известные свойства поляризации в рассеянии нуклонов нуклонами, взаимодействие которых сохраняет временную четность.

Легко, однако, видеть, что (4,24) не инвариантно относительно преобразования (4,23). Это значит, что *нормальная поляризация в борновском приближении отсутствует, если только сохраняется временная четность.*

Мы увидим, что нормальная поляризация электрона возникает либо за счет несохранения временной четности, либо за счет кулоновского взаимодействия. Для легких ядер и релятивистских электронов она мала.

## § 5. ВАРИАНТЫ β-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Для того чтобы написать выражение взаимодействия, потребуем, чтобы: 1) плотность энергии взаимодействия (гамильтониан) была бы скаляром для процессов с сохранением четности или псевдоскаляром для процессов, идущих с изменением четности, и 2) в выражение взаимодействия не входили бы производные от волновых функций частиц. Введение производных эквивалентно предположению о зависимости взаимодействия от энергии и импульсов. Так как легкие частицы релятивистские, то нет оснований ограничиваться лишь линейной зависимостью (первыми производными). Введение же произвольной зависимости от импульсов делает теорию бессодержательной. Как известно, опыт подтверждает независимость взаимодействия от энергии при обычных β-распадах.

Для определенности начнем с процесса β-распада нейтрона.

Для большей симметрии обычно записывают β-распад нейтрона (или ядра), не в виде

$$N \to P + \tilde{\nu} + e^-, \tag{5,1}$$

а в формально эквивалентном виде

$$N + \nu \to P + e^-. \tag{5,2}$$

Это значит, что вместо того, чтобы говорить об излучении антинейтрино, мы будем говорить о поглощении нейтрино *). При этом делается основное предположение, что β-распад не может происходить с излучением нейтрино, т. е. нейтрино и антинейтрино — разные частицы и они не могут никогда переходить друг в друга. Это значит, например, что процесс $N + \tilde{\nu} \to P + e^-$ невозможен. Отмеченное обстоятельство называют законом сохранения легких частиц, или сохранением нейтринного заряда [A4].

*) Формулы (5,1) и (5,2) следует рассматривать как определение нейтрино и антинейтрино.

Введем обозначения:

$P$ — оператор поглощения протона,
$N$ — » » нейтрона,
$e$ — » » электрона (отрицательного),
$\nu$ — » » нейтрино.

При обычном написании частицы в конечном состоянии представлены в гамильтониане сопряженной волновой функцией (она отвечает рождению частицы). Члены, входящие в гамильтониан и описывающие распады, должны иметь вид

$$H = C(\overline{P}N)\ (\overline{e}\nu). \tag{5,3}$$

Здесь $C$ — некоторая матрица с четырьмя индексами, такая, что $H$ есть скаляр или псевдоскаляр. Для того чтобы найти явное выражение для $H$, обычно поступают так: составляют всевозможные тензорные выражения из двух пар волновых функций, а потом перемножают скаляр на скаляр, вектор на вектор и т. д. В результате получается скалярная часть гамильтониана. Перемножив скаляр на псевдоскаляр, вектор на псевдовектор и т. д., найдем псевдоскалярную часть гамильтониана.

Остается еще произвол в выборе пар функций. Очевидно, что такой выбор можно сделать тремя способами, которые схематически можно представить в виде

$$(NP)\ (e\nu);\quad (Ne)\,(P\nu);\quad (N\nu)\,(Pe).$$

Следуя общепринятому пути, сгруппируем тяжелые частицы в одну пару, а легкие в другую, и умножим подобные выражения друг на друга (ср. конец § 10).

Так как гамильтониан должен быть эрмитовым, то к составленным выражениям надо еще добавить соответственные эрмитовски сопряженные члены. Тогда с помощью формул (2,25) получим (введя еще удобные числовые множители) пять скалярных выражений

$$H_S = (P^*\gamma_4 N)\ (e^*\gamma_4\nu) + \text{эрм. сопр.}, \tag{5,4}$$

$$\begin{aligned} H_V &= (P^*\gamma_4\gamma_i N)\,(e^*\gamma_4\gamma_i\nu) + \text{эрм. сопр.} = \\ &= (P^*N)\,(e^*\nu) - (P^*\sigma\gamma_5 N)\ (e^*\sigma\gamma_5\nu) + \text{эрм. сопр.}, \end{aligned} \tag{5,5}$$

$$\begin{aligned} H_T &= \frac{1}{2}(P^*\gamma_4\sigma_{ik}N)\ (e^*\gamma_4\sigma_{ik}\nu) + \text{эрм. сопр.} = \\ &= (P^*\gamma_4\sigma N)\,(e^*\gamma_4\sigma\nu) + (P^*\gamma_4\sigma\gamma_5 N)\ (e^*\gamma_4\sigma\gamma_5\nu) + \text{эрм. сопр.}, \end{aligned} \tag{5,6}$$

$$\begin{aligned} H_A &= (P^* i\gamma_4\gamma_i\gamma_5 N)\,(e^* i\gamma_4\gamma_i\gamma_5\nu) + \text{эрм. сопр.} = \\ &= (P^*\sigma N)\ (e^*\sigma\nu) - (P^*\gamma_5 N)\ (e^*\gamma_5\nu) + \text{эрм. сопр.}, \end{aligned} \tag{5,7}$$

$$H_P = (P^*\gamma_4\gamma_5 N)\ (e^*\gamma_4\gamma_5\nu) + \text{эрм. сопр.} \tag{5,8}$$

Согласно общим закономерностям, оператор рождения частицы описывает и поглощение античастицы. Поэтому каждое из выписанных выражений описывает не только $\beta^-$-распад, но целый ряд распадов (в которых либо нейтрон превращается в протон, либо антипротон превращается в антинейтрон*)) (черта над буквой означает здесь античастицу):

$$N \to P + e^- + \tilde{\nu},$$
$$\overline{P} \to \overline{N} + e^- + \tilde{\nu},$$
$$N + e^+ \to P + \tilde{\nu},$$
$$N + \nu \to P + e^- \text{ и т. д.}$$

*) Кроме того, тем же матричным элементом описывается процесс аннигиляции $N + \overline{P} \to e^- + \tilde{\nu}$.

Невыписанные в (5,4) эрмитово-сопряженные члены описывают процессы обратные, в которых протон превращается в нейтрон, либо антинейтрон превращается в антипротон, либо, наконец, аннигиляцию $\overline{N}+P$.

$$P \to N + e^{+} + \nu,$$

$$\overline{N} \to \overline{P} + e^{+} + \nu,$$

$$P + e^{-} \to N + \nu,$$

$$P + \tilde{\nu} \to N + e^{+} \text{ и т. д.}$$

О гамильтонианах (5,4)—(5,8) говорят как о вариантах (скалярном, векторном и т. д.) взаимодействия. Если мы во всех этих выражениях заменим волновую функцию нейтрино $\varphi$ на $-\gamma_5\varphi$, то получим пять новых выражений $H'_S$, $H'_V$, $H'_T$, $H'_A$ и $H'_P$, которые будут псевдоскалярными.

Общий вид взаимодействия, приводящего к $\beta$-распаду, будет линейной комбинацией всех 10 вариантов. Общий вид $\beta$-взаимодействия записывается таким образом:

$$H = \sum_{k=1}^{5}(C_k H_k + C'_k H'_k). \tag{5,9}$$

Таким образом, $\beta$-взаимодействие в общем случае характеризуется 10 комплексными (или 20 вещественными) постоянными $C$ и $C'$ *).

Для продольного нейтрино, очевидно, постоянные $C$ и $C'$ не независимы. Если нейтрино поляризован по импульсу, его волновая функция имеет вид $(1-\gamma_5)\nu$. Поэтому $C_i = -C'_i$ $(i=1, \ldots 5)$, если же нейтрино поляризован против импульса, то $C_k = C'_k$. Прямыми опытами Гольдгабера, Гродзинса и Суньяра[D5], а также совокупностью других данных можно считать установленным, что нейтрино имеет проекцию спина на направление своего импульса, равную $-{}^1/_2$. Поэтому мы положим в гамильтониане

$$C_k = C'_k.$$

В дальнейшем мы будем следовать этому утверждению и считать, что нейтрино — левая частица.

Удобно вводить постоянные взаимодействия $g_i$ так, чтобы для двухкомпонентного нейтрино

$$C_i = C'_i = g_i/\sqrt{2}. \tag{5,10}$$

При таком выборе старая численная величина $g$ не меняется. Остается еще выяснить, какие значения постоянных $g_i$ будут отвечать процессу позитронного распада. Это проще всего выяснить, построив гамильтониан из волновых функций позитрона и нейтрино. Тогда мы получили бы те же пять величин $g_i$, с тем только различием, что знак $V$ и $T$ относительно $S$, $A$, $P$ был бы обратен случаю $\beta^{-}$-распада **).

Это можно показать следующим образом и из написанного выше гамильтониана.

---

*) Отметим, что если бы нейтринный заряд не сохранялся, то число постоянных было бы вдвое больше.

**) Физически это означает, что при той же массе и том же спине, знак тока и магнитного момента меняется на обратный.

Позитронный распад описывается невыписанными явно эрмитово-сопряженными членами. Общий вид такого слагаемого такой

$$(\overline{N}\gamma_B P)(\overline{\nu}\gamma_B e). \tag{5,11}$$

Для того чтобы он описывал вылет позитрона и поглощение нейтрино (ср. (5,2)), надо заменить $\overline{\nu} \to \nu' C^{-1}$ и $e \to C\overline{e}'$, где $\nu'$ и $e'$ — операторы античастиц, а $C$ оператор зарядового сопряжения. Нуклонный множитель не следует преобразовывать, ибо он описывает, как нам это и надо, рождение нейтрона и исчезновение протона. Так как из (4,3) можно показать, что

$$C^{-1}\gamma_B C = \begin{cases} +\gamma_B^T & (\text{для } S,\ A,\ P) \\ -\gamma_B^T & (\text{для } V,\ T), \end{cases} \tag{5,12}$$

то отсюда и следует изменение знака для векторного и тензорного вариантов (знак $T$ — транспонирования — исчезнет, если мы еще перенесем $\overline{e}'$ на первое место, а $\nu'$ на последнее).

Поэтому все вычисления для позитронного распада можно делать с таким же гамильтонианом, но изменив знак у $g_V$ и $g_T$ и заменив волновую функцию нейтрино на волновую функцию антинейтрино согласно схеме:

| Электронный распад | Позитронный распад |
|---|---|
| $C_S,\ C_V,\ C_T,\ C_A,\ C_P$ | $C_S,\ -C_V,\ -C_T,\ C_A,\ C_P$ |
| $C_k' = C_k$ | $C_k' = -C_k$. |

Выше считалось, что постоянные $g_i$ комплексные. Если сохраняется комбинированная (временная) четность, то эти постоянные должны быть вещественными. В случае сохранения зарядовой четности все $C$ должны быть вещественны, а все $C'$ мнимы. В этом случае, очевидно, двухкомпонентного нейтрино быть не может (так как нельзя сделать одновременно, чтобы $C_k = \pm C_k'$).

Проверим это утверждение. Выпишем общий член скалярного и псевдоскалярного членов в гамильтониане вместе с их эрмитово-сопряженными:

$$C_B(\overline{P}\gamma_B N)\ (\overline{e}\gamma_B\nu) + C_B^*(\overline{N}\gamma_B P)\ (\overline{\nu}\gamma_B e), \tag{5,13}$$

$$C_B'(\overline{P}\gamma_B N)\ (\overline{e}\gamma_B\gamma_5\nu) + C_B^*(\overline{N}\gamma_B P)(\overline{\nu}\gamma_5\gamma_B\nu). \tag{5,14}$$

При инверсиях $\psi \to T\overline{\psi}$ и $\psi \to C\overline{\psi}$ оба слагаемых меняются местами. Так как в (5,13) каждое слагаемое состоит из двух одинаково составленных множителей, то изменение порядка операторов не меняет ничего и условие инвариантности для обоих отражений сводится к $C_B = C_B^*$ — вещественности этих постоянных (общий фазовый множитель мы полагаем обычно равным единице)*).

В случае (5,14) в скобках, описывающих легкие частицы, стоит лишний множитель $\gamma_5$. Поэтому условия инвариантности определяются свойствами коммутаций этого множителя с $T$ и $C$.

Из (4,2) и (4,3) можно получить

$$T\gamma_5 T^{-1} = \gamma_5^T, \tag{5,15}$$

$$C\gamma_5 C^{-1} = -\gamma_5^T. \tag{5,16}$$

(Заметим, что в нашем представлении $\gamma_5^T = \gamma_5$).

*) Нетрудно видеть, что в процессах первого порядка по слабому взаимодействию невозможно определить общий фазовый множитель.

Из (5,15) следует, что при отражении времени знак не меняется и условие инвариантности будет $C'_B = +C'^*_B$, т. е. вещественность постоянных. При отражении заряда знак меняется на обратный и условие инвариантности будет $C'_B = -C'^*_B$, т. е. мнимость постоянных.

Сведем все варианты в таблицу.

Таблица возможных вариантов (по четности) теорий β-взаимодействия (при сохранении нейтринного заряда)

| Гамильтониан инвариантен относительно | Условия на постоянные | Число независимых вещественных постоянных | Возможно ли продольное нейтрино |
|---|---|---|---|
| $P, C, T$ | $C'_k = 0$, $C_k$ вещественны | 5 | Нет |
| $C, PT$ | $C_k$ вещественны, $C'_k$ мнимы | 10 | Нет |
| $T, PC$ | $C_k$ $C'_k$ вещественны | 10 | Да |
| То же с продольным нейтрино | $C_k = C'_k$ | 5 | — |
| $P, TC$ | $C'_k = 0$ | 10 | Нет |
| $PCT$ | Нет | 20 | Да |
| То же с продольным нейтрино | $C_k = C'_k$ | 10 | — |

Вернемся теперь к гамильтониану. Вводя в формулу (5,4)—(5,8) функцию нейтрино в виде $(1+\gamma_5)\nu$, мы можем переписать 5 вариантов гамильтониана β-распада нейтрона:

$$H_S = 2^{-1/2} g_S (P^*\gamma_4 N)(e^*\gamma_4(1+\gamma_5)\nu) + \text{эрм. сопр.}, \tag{5,13'}$$

$$H_V = 2^{-1/2} g_V [(P^*N)(e^*(1+\gamma_5)\nu) + (P^*\sigma\gamma_5 N)(e^*\sigma(1+\gamma_5)\nu)] + \\ + \text{эрм. сопр.}, \tag{5,14'}$$

$$H_T = 2^{-1/2} g_T [(P^*\gamma_4\sigma(1+\gamma_5)N)(e^*\gamma_4\sigma(1+\gamma_5)\nu)] + \text{эрм. сопр.}, \tag{5,15'}$$

$$H_A = 2^{-1/2} g_A [-(P^*\gamma_5 N)(e^*(1+\gamma_5)\nu) + (P^*\sigma N)(e^*\sigma(1+\gamma_5)\nu] + \\ + \text{эрм. сопр.}, \tag{5,16'}$$

$$H_P = 2^{-1/2} g_P [(P^*\gamma_4\gamma_5 N)(e^*\gamma_4(1+\gamma_5)\nu)] + \text{эрм. сопр.} \tag{5,17'}$$

Просуммировав по всем нейтронам в ядре, можно получить отсюда выражения для гамильтониана $H$ распада ядра.

Обратим внимание на то, что при продольном нейтрино все варианты, естественно, группируются по два. Варианты $S$ и $P$ отличаются лишь матричными элементами тяжелых частиц и переходят друг в друга при замене $N \to \gamma_5 N$. То же можно сказать о вариантах $V$ и $A$. Тензорный вариант при такой замене не меняется.

Рассмотрим множители, относящиеся к нуклонам. Так как нуклоны в β-распаде можно считать, в первом приближении, нерелятивистскими, то мы можем пренебречь вторыми двумя компонентами их волновых функций и считать эти волновые функции просто паулиевскими двухкомпонентами. Тогда для распада нейтрона обозначим:

$$(P^*\gamma_4 N) = (P^* N) = \langle 1 \rangle, \tag{5,18}$$

$$(P^*\gamma_4 \boldsymbol{\sigma} N) = (P^* \boldsymbol{\sigma} N) = \langle \boldsymbol{\sigma} \rangle. \tag{5,19}$$

Остальные матричные элементы в этом приближении равны нулю.

Мы ввели обозначения $\langle 1 \rangle$ и $\langle \sigma \rangle$, которые легко обобщаются на случай β-распада ядер*). Вводя оператор $\tau_+^i$, превращающий $i$-й нуклон в ядре в протон, если он был нейтроном, можем записать

$$\langle 1 \rangle = \Psi^* \sum \tau_+^{(i)} \Phi, \tag{5,20}$$

$$\langle \boldsymbol{\sigma} \rangle = \Psi^* \sum \tau_+^i \boldsymbol{\sigma}^{(i)} \Phi, \tag{5,21}$$

где суммирование распространяется по всем нуклонам ядра, а $\Phi$ и $\Psi$ — волновые функции ядра до и после распада. Матричные элементы $\langle 1 \rangle$ и $\langle \boldsymbol{\sigma} \rangle$ вещественны. Это следует из того, что состояния ядра имеют определенную четность и инвариантны относительно отражения времени. Действительно, эти элементы вычисляются между двумя стационарными состояниями ядра. Волновые функции таких состояний могут быть сделаны вещественными простым выбором фазового множителя. Последнее следует из того, что $\psi$ и $\psi^*$ описывают в этом случае одно и то же состояние (нет вырождения). Эти функции не меняются при замене $\mathbf{k} \to -\mathbf{k}$; $\boldsymbol{\sigma} \to -\boldsymbol{\sigma}$ (нет выделенного направления). Согласно общей теореме об обращении времени отсюда следует, что матричные элементы, взятые между двумя стационарными состояниями, не меняются при перестановке начального и конечного состояний между собой; так как при такой перестановке матричные элементы от эрмитовых операторов, вообще говоря, превращаются в комплексно-сопряженные, то отсюда и следует, что они должны быть вещественными.

Вычисление этих матричных элементов и сравнение с опытом было сделано, например, в обзоре о β-распаде легких ядер[A3].

Если мы теперь заменим множители $\exp i\mathbf{pr}$ в волновых функциях легких частиц на 1 (значение при $r = 0$), то мы можем написать выражения для всех вариантов β-распада, справедливые для разрешенных переходов:

$$H_S = 2^{-1/2} g_S \langle 1 \rangle (e^* \gamma_4 (1 + \gamma_5) \nu) + \text{эрм. сопряж.}, \tag{5,22}$$

$$H_P = 0, \tag{5,23}$$

$$H_V = 2^{-1/2} g_V \langle 1 \rangle (e^* (1 + \gamma_5) \nu) + \text{эрм. сопр.}, \tag{5,24}$$

$$H_A = 2^{-1/2} g_A \langle \boldsymbol{\sigma} \rangle e^* \boldsymbol{\sigma} (1 + \gamma_5) \gamma + \text{эрм. сопр.}, \tag{5,25}$$

$$H_T = 2^{-1/2} g_T \langle \boldsymbol{\sigma} \rangle e^* \gamma_4 \boldsymbol{\sigma} (1 + \gamma_5) \nu + \text{эрм. сопр.}, \tag{5,26}$$

где $e^*$ и $\nu$ уже не зависят от координат.

Таким образом, общий вариант гамильтониана β-распада можно записать в виде

$$H = 2^{-1/2} \langle 1 \rangle [e^* (g_S \gamma_4 + g_V)(1 + \gamma_5) \nu] + \langle \boldsymbol{\sigma} \rangle [e^* (g_T \gamma_4 + g_A) \boldsymbol{\sigma} (1 + \gamma_5) \nu]. \tag{5,27}$$

Из этого выражения ясно видно физическое различие разных вариантов β-распада. Если мы разобьем волновую функцию электрона на две

---

*) В литературе часто пользуются другими обозначениями:

$$\langle 1 \rangle \equiv M_F \equiv \int 1; \ |\langle \sigma \rangle| \equiv M_{GT} \equiv \left| \int \sigma \right|.$$

части $e^* = \frac{1}{2}(1+\gamma_5)e^* + \frac{1}{2}(1-\gamma_5)e^*$, то, учитывая правила коммутации $\gamma_4\gamma_5 = -\gamma_5\gamma_4$, мы найдем, что в вариантах $S$, $T$ от $e^*$ останется только часть $(1-\gamma_5)e^*$, а в вариантах $V$ и $A$—только часть $(1+\gamma_5)e^*$. Это означает, что варианты $S$ и $T$ описывают процессы, при которых поляризации вылетающих электрона и антинейтрино одинаковы*), а варианты $V$ и $A$ — процессы, при которых поляризации вылетающих электрона и антинейтрино разные.

Введем теперь вместо волновой функции электрона ее выражение через двухкомпонентную функцию:

$$e = \left(\frac{W+m}{2W}\right)^{1/2}\begin{pmatrix}\varphi \\ \frac{\boldsymbol{\sigma}\mathbf{p}\varphi}{W+m}\end{pmatrix}; \quad e^*\gamma_4 = \left(\frac{W+m}{2W}\right)^{1/2}\begin{pmatrix}\varphi^* \\ -\frac{\varphi^*\boldsymbol{\sigma}\mathbf{p}}{W+m}\end{pmatrix}, \tag{5,28}$$

где $\varphi^*\boldsymbol{\sigma}\mathbf{p} \equiv \boldsymbol{\sigma}^T\mathbf{p}\varphi^*$. И аналогично для волновой функции нейтрино.

Подставим в (5,22):

$$H = \left(\frac{W+m}{8W}\right)^{1/2}\Big\{\langle 1\rangle g_S e^*\left(1+\frac{\boldsymbol{\sigma}\mathbf{p}}{W+m}\right)(1-\boldsymbol{\sigma}\boldsymbol{\nu})\nu +$$
$$+\langle 1\rangle g_V e^*\left(1-\frac{\boldsymbol{\sigma}\mathbf{p}}{W+m}\right)(1-\boldsymbol{\sigma}\boldsymbol{\nu})\nu +$$
$$+\langle \boldsymbol{\sigma}\rangle g_T e^*\left(1+\frac{\boldsymbol{\sigma}\mathbf{p}}{W+m}\right)(1-\boldsymbol{\sigma}\boldsymbol{\nu})\nu +$$
$$+\langle \boldsymbol{\sigma}\rangle g_A e^*\left(1-\frac{\boldsymbol{\sigma}\mathbf{p}}{W+m}\right)(1-\boldsymbol{\sigma}\boldsymbol{\nu})\nu + \text{эрм. сопр.}\Big\}. \tag{5,29}$$

Можно заметить для полноты, что если бы нейтрино не был продольным, то к этому выражению надо было бы добавить аналогичное, в котором был бы изменен знак перед $\boldsymbol{\sigma}\boldsymbol{\nu}$ и поставлены другие постоянные $g$.

Формулу (5,24) можно написать в более сжатом и симметричном виде

$$\left(\frac{8W}{W+m}\right)^{1/2}H = e^*\left(1+\frac{\boldsymbol{\sigma}\mathbf{p}}{W+m}\right)(g_S\langle 1\rangle + g_T\langle\boldsymbol{\sigma}\rangle\boldsymbol{\sigma})(1-\boldsymbol{\sigma}\boldsymbol{\nu})\boldsymbol{\nu} +$$
$$+e^*\left(1-\frac{\boldsymbol{\sigma}\mathbf{p}}{W+m}\right)(g_V\langle 1\rangle + g_A\langle\boldsymbol{\sigma}\rangle\boldsymbol{\sigma})(1-\boldsymbol{\sigma}\boldsymbol{\nu})\boldsymbol{\nu}. \tag{5,30}$$

Напомним еще раз, что $\langle\boldsymbol{\sigma}\rangle$ есть матричный элемент, относящийся к ядру, а $\boldsymbol{\sigma}$ есть матрица, действующая на легкие частицы.

Свойства этого гамильтониана мы и будем исследовать в следующем параграфе. Для позитронного распада, согласно предыдущему, получаем вместо (5,27)

$$H = 2^{-1/2}[\langle 1\rangle e^*(g_S\gamma_4 + g_V)(1-\gamma_5)\nu +$$
$$+\langle\sigma\rangle e^*(-g_T\gamma_4 + g_A)\boldsymbol{\sigma}(1-\gamma_5)\nu + \text{эрм. сопр.}] \tag{5,31}$$

и аналогичную формулу вместо (5,29).

Хотя мы и не будем в дальнейшем рассматривать запрещенные переходы, мы укажем здесь их основные свойства.

Из формул (5,27) и (5,28) видно, что в разрешенных переходах нуклон в вариантах $S$ и $V$ не меняет своего спина и четности — матричный

---

*) Вернее отсюда следует, что поляризация вылетающего электрона и поглощаемого нейтрино разные, что то же самое.

элемент $\langle 1\rangle$ *). Это значит, что обе легкие частицы не уносят момента количества движения. В вариантах $T$ и $A$ спин нуклона может поворачиваться — матричный элемент $\langle\sigma\rangle$. Для распада ядра это означает, что спин может меняться на $\pm 1$, либо 0 (но переход $0 \longrightarrow 0$ запрещен). Четность состояния ядра не меняется.

При обсуждении разрешенных переходов сделаны три приближения:

1) Размеры ядра считались равными нулю и волновые функции легких частей заменялись их значениями в начале координат.

2) Матричные элементы для нуклонов вычислялись в нерелятивистском приближении. Именно, мы полагали $\gamma_4 N = N$ и $\gamma_5 N = 0$.

3) Пренебрегалось кулоновым полем.

Первое приближение есть разложение по отношению длины волны нуклона к размерам ядра. Для распада нуклона (размеры которого во всяком случае $< 10^{-13}$) это выполняется с большой точностью.

Однако в случае ядер и переходов с изменением спина больше чем на 1 вероятность распада определяется следующими членами разложения. Очевидно, что учет их приведет к появлению в ядерных матричных элементах степеней координат и меняет правила отбора.

Пренебрежение релятивистскими членами для нуклонов может оказаться неверным для тяжелых ядер. Как мы знаем, учет вторых двух компонент приводит к появлению в матричных элементах операторов $\boldsymbol{\sigma}\mathbf{p}$ ($\boldsymbol{\sigma}$ и $\mathbf{p}$ — спин и импульс нуклона). Этот оператор описывает связь спина нуклона в ядре с его орбитой. Так как он меняет свой знак при зеркальном отражении, то он меняет правила отбора по четности. Учет кулонова поля также приводит к появлению новых матричных элементов, играющих существенную роль в распаде тяжелых ядер. Подробное обсуждение запрещенных переходов можно найти в работах [B25, B26, B27, B38].

## § 6. СПЕКТР РАЗРЕШЕННЫХ ПЕРЕХОДОВ И КОРРЕЛЯЦИЯ ЭЛЕКТРОН—НЕЙТРИНО

По общим правилам теории возмущений вероятность β-распада равна

$$w = 2\pi\,|H|^2\rho_E. \tag{6,1}$$

Плотность состояний системы электрон—антинейтрино находим по общим правилам **) (по спинам мы будем суммировать явно, а потому не будем учитывать их статистический вес в $\rho_E$):

$$\rho_E = \frac{p^2\,dp}{(2\pi)^3\,dW}\,dW\,\frac{W_\nu^2}{(2\pi)^3}\,d\Omega_\nu\,d\Omega_e; \tag{6,2}$$

$W$, $p$ — энергия и импульс электрона, $W_\nu$ — энергия нейтрино и $d\Omega_\nu$, $d\Omega_e$ — соответственные телесные углы.

Вводя величину энергии распада $W_0$ (граница β-спектра + масса электрона) и полагая $W_\nu = (W_0 - W)$, получаем

$$d^3w = \frac{1}{(2\pi)^5}\,|H|^2\,(W^2 - m^2)^{1/2}\,(W_0 - W)^2\,W\,dW\,d\Omega_\nu\,d\Omega_e. \tag{6,3}$$

Оставим только две переменные: энергию электрона и угол между импульсами электрона и нейтрино $\vartheta$:

$$\frac{d^2w\,(W,\vartheta)}{d\cos\vartheta\,dW} = \frac{2}{(2\pi)^3}\,|H|^2\,f(W), \tag{6,4}$$

*) Так как четность ядерного уровня определяется ядерными силами — сильным взаимодействием, то она имеет определенный смысл.

**) Импульс ядра отдачи задан законами сохранения. Энергией отдачи пренебрегаем.

где через $f(W)$ обозначена так называемая функция Ферми

$$f(W)=(W^2-m^2)^{1/2}(W_0-W)^2 W. \tag{6,5}$$

Вычислим теперь $|H|^2$.

При этом вычислении нам встретятся выражения типа $|e^*O\nu|^2$, где $O$ — некоторая матрица.

Это выражение преобразуется следующим образом:

$$|e^*O\nu|^2=(e^*O\nu)(\nu^*O^+e). \tag{6,6}$$

Суммируя по обоим компонентам $\nu$ и учитывая нормировку $\nu$, получаем

$$|e^*O\nu|^2=e^*OO^+e. \tag{6,7}$$

Правая часть есть среднее значение оператора $OO^+$, вычисленное для состояния вылетающего электрона, описываемого паулиевской двухкомпонентной функцией $e$.

Таким образом, обозначая среднее квадратными скобками, получим основную формулу

$$\sum_{\text{спин } \nu} |e^*O\nu|^2=[OO^+]_{\text{ср}}. \tag{6,8}$$

Применим это правило к (5,24). Для неполяризованного ядра произведение $\langle 1\rangle\langle\boldsymbol{\sigma}\rangle$, усредненное по спину ядра, исчезает. Поэтому мы можем рассматривать оба слагаемых независимо

$$H=\langle 1\rangle H_1+\langle\boldsymbol{\sigma}\rangle H_\sigma \tag{6,9}$$

и для неполяризованного ядра

$$|H|^2=\langle 1\rangle^2|H_1|^2+\langle\boldsymbol{\sigma}\rangle^2|H_\sigma|^2 \tag{6,10}$$

(ядерные матричные элементы вещественны).

Если мы пока не интересуемся поляризацией, то $|H|^2$, вычисленное по формуле (6,8), надо просуммировать по двум спиновым состояниям электрона. Так как при таком суммировании выражения, в которые линейно входит матрица $\sigma$, исчезают, а среднее от выражений, не содержащих $\sigma$, не зависит от состояния электрона, то суммирование сводится к тому, что в получаемом выражении надо выкинуть члены, линейные относительно спина, и умножить результат на 2.

Дальнейшие вычисления очевидны. Для квадрата модуля матричного элемента $H_1$, просуммированного по спиновым состояниям электрона, найдем:

$$\begin{aligned}\sum\left|H_1\right|^2=\frac{W+m}{2W}|g_S|^2\left[\left(1+\frac{\boldsymbol{\sigma p}}{W+m}\right)(1-\boldsymbol{\sigma\nu})\left(1+\frac{\boldsymbol{\sigma p}}{W+m}\right)\right]_{\text{ср}}+\\+\frac{W+m}{2W}|g_V|^2\left[\left(1-\frac{\boldsymbol{\sigma p}}{W+m}\right)(1-\boldsymbol{\sigma\nu})\left(1-\frac{\boldsymbol{\sigma p}}{W+m}\right)\right]_{\text{ср}}+\\+\frac{W+m}{2W}2\operatorname{Re}g_S g_V^*\left[\left(1+\frac{\boldsymbol{\sigma p}}{W+m}\right)(1-\boldsymbol{\sigma\nu})\left(1-\frac{\boldsymbol{\sigma p}}{W+m}\right)\right]_{\text{ср}}.\end{aligned} \tag{6,11}$$

При дальнейшем вычислении нам понадобится две формулы:

$$\left(1-\frac{\boldsymbol{\sigma p}}{W+m}\right)\left(1+\frac{\boldsymbol{\sigma p}}{W+m}\right)=\frac{2m}{W+m}, \tag{6,12}$$

$$\left(1\pm\frac{\boldsymbol{\sigma p}}{W+m}\right)^2=\frac{2W}{W+m}(1\pm\beta\boldsymbol{\sigma}\mathbf{e}), \tag{6,13}$$

где $\mathbf{e}$ — единичный вектор в направлении импульса электрона, а $\beta$ — скорость электрона *).

Тогда получим из (6,11) после суммирования по спину электрона

$$\sum |H_1|^2 = |g_S|^2 + |g_V|^2 - \beta(|g_S|^2 - |g_V|^2)\cos\vartheta + \frac{2m}{W}\operatorname{Re} g_S g_V^*. \quad (6,14)$$

Здесь мы воспользовались формулой

$$[(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{e})(\boldsymbol{\sigma}\boldsymbol{\nu})]_{\text{ср}} = \mathbf{e}\boldsymbol{\nu} = \cos\vartheta. \quad (6,15)$$

Необходимо уточнить значение направления $\boldsymbol{\nu}$.

В гамильтониане стоит волновой оператор поглощения нейтрино, нам же надо пользоваться импульсом излучаемого антинейтрино. Однако мы уже говорили, что оператор поглощения $\nu$ описывает и рождение $\tilde{\nu}$ с тем же импульсом и обратным направлением спина. Поэтому мы можем считать $\boldsymbol{\nu}$ единичным вектором вдоль направления вылета $\tilde{\nu}$.

Эту нормировку можно проверить, рассмотрев, например, слагаемое, отвечающее скалярному варианту в (5,29). Положив для простоты скорость электрона равной 1, перепишем множитель, описывающий легкие частицы в виде

$$e^*(1 + \sigma\mathbf{e})(1 - \boldsymbol{\sigma}\boldsymbol{\nu})\nu. \quad (6,16)$$

Пара электрон — антинейтрино не уносит момента количества движения; поэтому обе частицы не могут вылетать в одном направлении (их спиральность одинаковая).

С другой стороны, (6,16) обращается в нуль при $\mathbf{e} = \boldsymbol{\nu}$; этим и проверяется, что $\boldsymbol{\nu}$ есть направление вылета антинейтрино**).

Вычисление $|H_\sigma|^2$ лишь немного длиннее. Обозначим через $\boldsymbol{\sigma}\mathbf{l}$ проекцию спина электрона на направление поляризации ядра. Тогда $|H_\sigma|^2$, просуммированное по поляризациям электрона, равно

$$\frac{2W}{W+m}\sum |H_\sigma|^2 = |g_T|^2\left[\left(1 + \frac{\sigma\mathbf{p}}{W+m}\right)^2 \boldsymbol{\sigma}\mathbf{l}(1 - \boldsymbol{\sigma}\boldsymbol{\nu})\boldsymbol{\sigma}\mathbf{l}\right]_{\text{ср}} +$$
$$+ |g_A|^2\left[\left(1 - \frac{\sigma\mathbf{p}}{W+m}\right)\boldsymbol{\sigma}\mathbf{l}(1 - \boldsymbol{\sigma}\boldsymbol{\nu})\boldsymbol{\sigma}\mathbf{l}\right]_{\text{ср}} +$$
$$+ \frac{2m}{W}\operatorname{Re} g_T g_A^* [\boldsymbol{\sigma}\mathbf{l}(1 - \boldsymbol{\sigma}\boldsymbol{\nu})\boldsymbol{\sigma}\mathbf{l}]_{\text{ср}}. \quad (6,17)$$

Раскрывая произведения, получим

$$\sum |H_\sigma|^2 = |g_T|^2 + |g_A|^2 - \beta(|g_T|^2 - |g_A|^2)[(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{e})(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{l})(\boldsymbol{\sigma}\boldsymbol{\nu})(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{l})]_{\text{ср}}. \quad (6,18)$$

Для вычисления четверного произведения разложим единичный вектор $\mathbf{l}$ на две составляющие: $\mathbf{l}_\parallel$ вдоль $\boldsymbol{\nu}$ и $\mathbf{l}_\perp$ перпендикулярно $\boldsymbol{\nu}$. Тогда $\boldsymbol{\sigma}\mathbf{l}_\parallel$ коммутирует с $\boldsymbol{\sigma}\boldsymbol{\nu}$, а $\boldsymbol{\sigma}\mathbf{l}_\perp$ антикоммутирует и

$$(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{e})(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{l})(\boldsymbol{\sigma}\boldsymbol{\nu})(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{l}) = (\boldsymbol{\sigma}\mathbf{e})(\boldsymbol{\sigma}\boldsymbol{\nu})[(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{l}_\parallel)^2 - (\boldsymbol{\sigma}\mathbf{l}_\perp)^2] = (\boldsymbol{\sigma}\mathbf{e})(\boldsymbol{\sigma}\boldsymbol{\nu})(\mathbf{l}_\parallel^2 - \mathbf{l}_\perp^2). \quad (6,19)$$

Усредняя по направлениям $\mathbf{l}$ и замечая, что

$$[\mathbf{l}_\parallel^2]_{\text{ср}} = \frac{1}{3}, \quad [\mathbf{l}_\perp^2]_{\text{ср}} = \frac{2}{3},$$

найдем, что среднее значение скобки в (6,19) равно $-1/3$.

*) Формула (6,12) означает, что две двухкомпонентные функции электрона не ортогональны. Они становятся ортогональными только при $m/W \to 0$. В то же время четырехкомпонентные функции $(1 \pm \gamma_5)\psi$, конечно, ортогональны.

**) Совсем формально: импульс меняет знак при отражении пространства и при отражении времени; следовательно, в силу теоремы PCT, он не меняет знак при зарядовом сопряжении.

Подставляя в (6,23), найдем

$$\sum |H_\sigma|^2 = |g_T|^2 + |g_A|^2 + \frac{1}{3}\beta(|g_T|^2 - |g_A|^2) + \frac{2m}{W}\operatorname{Re} g_T g_A^*. \qquad (6,20)$$

Для $\beta^+$-распада формула получится из (6,25) после изменения знака у последнего слагаемого (изменение знака $g_T$).

Таким образом, для вероятности $\beta$-распада найдем

$$\frac{d^2 w(W, \vartheta)}{d\cos\vartheta\, dW} = \frac{f(W)}{4\pi^3}\Big\{\langle 1\rangle^2(|g_S|^2 + |g_V|^2) + \langle\sigma\rangle^2(|g_T|^2 + |g_A|^2) - \\ - \beta\cos\vartheta\Big[\langle 1\rangle^2(|g_S|^2 - |g_V|^2) - \frac{1}{3}\langle\sigma\rangle^2(|g_T|^2 - |g_A|^2)\Big] + \\ + \frac{2m}{W}[\langle 1\rangle \operatorname{Re} g_S g_V^* + \langle\sigma\rangle \operatorname{Re} g_T g_A^*]\Big\}, \qquad (6,21)$$

где $f(W)$ определяется (6,5), $\langle\sigma\rangle^2 \equiv \langle\boldsymbol{\sigma}\rangle^2$.

Из (6,26) видно, что при распаде неполяризованных ядер интерферируют между собой лишь варианты $S$ и $V$, либо $T$ и $A$. Поэтому существуют три случая, когда в спектре нет интерференционных членов: 1) произведения $g_S g_V^*$ и $g_T g_A^*$ чисто мнимы — в этом случае комбинированная четность не сохраняется; 2) если взаимодействие есть сумма скалярного и тензорного вариантов, — электрон поляризован так же, как антинейтрино; 3) взаимодействие есть сумма векторного и псевдовекторного вариантов — электрон поляризован так же, как нейтрино. В последних двух случаях формулу (6,19) можно переписать в виде

$$\frac{d^2 W}{d\cos\vartheta\, dW} = \frac{f(W)}{4\pi^3}\{\langle 1\rangle^2 |g_{S,V}|^2 + \langle\sigma\rangle^2 |g_{T,A}|^2\}(1 + \lambda\beta\cos\vartheta), \qquad (6,22)$$

где

$$\lambda_{,T} = -\frac{1-\frac{1}{3}R}{1+R}; \quad R = \frac{\langle\sigma\rangle^2}{\langle 1\rangle^2}\left|\frac{g_T}{g_S}\right|^2 \qquad (6,23)$$

и

$$\lambda_{V,A} = \frac{1-\frac{1}{3}R}{1+R}; \quad R = \frac{\langle\sigma\rangle^2}{\langle 1\rangle^2}\left|\frac{g_A}{g_V}\right|^2. \qquad (6,24)$$

Полная вероятность $\beta$-распада получается из (6,22) и формулы

$$f = \int_m^{W_0} f(W)\, dW = (W_0^2 - m^2)^{1/2}\left[\frac{W_0^4}{30} - \frac{3W_0^2 m^2}{20} - \frac{2m^4}{15}\right] + \\ + \frac{W_0 m}{4}\ln\frac{W_0 + (W_0^2 - m^2)^{1/2}}{m}. \qquad (6,25)$$

В таблицах вводится обычно время полураспада

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{w}.$$

Мы получаем для вариантов $(S, T)$ и $(V, A)$

$$ft_{1/2} = \frac{2\pi^3}{|g_{S,V}|^2}\cdot\frac{1}{\langle 1\rangle^2 + R\langle\sigma\rangle^2} \equiv \frac{A}{\langle 1\rangle^2 + R\langle\sigma\rangle^2}. \qquad (6,26)$$

Хорошие таблицы значений $ft_{1/2}$ составлены Фейнгольдом[A7]; другие сведения о $\beta$-активных ядрах даны в таблицах Кинга[A8].

## § 7. ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ

Корреляция импульсов электрон—нейтрино, рассмотренная в предыдущем параграфе, позволяет, как мы видели, различать варианты распада, но не дает нам никакой информации о несохранении четности. Такую информацию дают только поляризационные явления β-распада. Так как вектор поляризации преобразуется при операциях отражений иначе, чем вектор импульсов, то корреляция между направлениями спинов и импульсов частиц зависит от свойств инвариантности системы относительно отражений.

Если рассматривать распад покоящегося ядра, то в силу закона сохранения импульсов картина распада определяется двумя импульсами (для определенности импульсом электрона $p_e$ и импульсом антинейтрино $\mathbf{p}_\nu$) и четырьмя спинами. Спин нейтрино всегда направлен по его импульсу, поэтому независимыми являются начальная и конечная поляризации ядер и поляризация электрона.

Таким образом, в нашем распоряжении имеется 5 векторов. Соответственно в выражение для амплитуды перехода входят скаляры и псевдоскаляры, составленные из этих векторов, коэффициенты при которых (функции энергии электрона) определяют различные функции распределения, измеряемые на опыте. Без помощи спинов можно построить только три скаляра $p_e^2$, $p_\nu^2$ и $\mathbf{e}\boldsymbol{\nu}$. Соответствующие части амплитуды рассеяния определяют спектры электронов и нейтрино (ядер отдачи)*) и корреляцию электрон — нейтрино. Этим, очевидно, исчерпываются все независимые величины, которые можно составить, не привлекая к рассмотрению спины.

Включим теперь в рассмотрение спин электрона, не фиксируя пока спинов ядер в начальном и конечном состояниях.

В этом параграфе мы рассмотрим корреляцию между направлением спина электрона и импульсами электрона и нейтрино — псевдоскаляры $\boldsymbol{\sigma}\mathbf{e}$, $\boldsymbol{\sigma}\boldsymbol{\nu}$ и $\boldsymbol{\sigma}\,(\mathbf{e}\times\boldsymbol{\nu})$. Для неполяризованных ядер этим, очевидно, исчерпываются все характеристики процесса**). В следующих параграфах мы рассмотрим явления, связанные с поляризацией ядер.

Введем следующую удобную для нас правую систему декартовых координат. Одну из осей мы направим по импульсу электрона (орт $\mathbf{e}$), вторую ось направим по нормали к плоскости распада, вдоль направления векторного произведения $\mathbf{e}\times\boldsymbol{\nu}$ (орт $\mathbf{n}$). Третью ось расположим в плоскости распада (плоскость, определяемая векторами $\mathbf{e}$ и $\boldsymbol{\nu}$, так как вектор отдачи ядра лежит в той же плоскости) перпендикулярно к $\mathbf{e}$ (орт $\mathbf{m}$) и параллельно к векторному произведению $\mathbf{n}\times\mathbf{e}$. Очевидно, что $\mathbf{e}\times\mathbf{m}=\mathbf{n}$, $\mathbf{m}\times\mathbf{n}=\mathbf{e}$.

Средняя поляризация электрона, вообще говоря, может иметь компоненты вдоль всех трех ортов

$$\langle\boldsymbol{\sigma}\rangle = P_e\mathbf{e}+P_m\mathbf{m}+P_n\mathbf{n}. \tag{7,1}$$

Нетрудно видеть, что три орта справа преобразуются при отражениях различным образом. Рассмотрим, как преобразуются члены в (7,1) при отражениях $P$ и $T$. Так как мы не учитываем кулоновского взаимодействия, то операцию отражения времени будем понимать в смысле первого приближения теории возмущений (изменение знаков импульсов и спинов ср. § 4); будем обозначать такую операцию через $T_1$, в отличие от точного отражения $T$. Ниже мы рассмотрим и влияние кулонова поля. При отражении в пространстве $P$ или во времени $T_1$ импульсы меняют знак. Поэтому при этих отражениях меняют знаки орты $\mathbf{e}$ и $\mathbf{m}$.

*) Очевидно, что спектры электронов и нейтрино связаны законом сохранения энергии.

**) Так как $\sigma^2=3$, $\mathbf{e}^2=1$ и $\nu^2=1$, то эти векторы могут входить в амплитуду только линейно.

С другой стороны, поляризация $\langle\sigma\rangle$ не меняется при отражении $P$ и меняет знак при отражении $T$ и $T_1$ (преобразуется как угловая скорость).

Преобразование отражений

| Вектор \ Отражение | $P$ | $T_1$ |
|---|---|---|
| **e** | — | — |
| **n** | + | + |
| **m** | — | — |
| $\langle\sigma\rangle$ | + | — |

Из таблицы видно, что при сохранении четности, т. е. если свойства системы не меняются при всех отражениях, поляризация в первом приближении теории возмущений не может иметь компонент ни по какой из осей, так как $\sigma$ преобразуется отлично от всех орт. Для того чтобы поляризация была бы отлична от нуля, требуется несохранение четности.

Если не сохраняется пространственная четность, а временная сохраняется, то появляются компоненты поляризации электрона вдоль орта **e** (продольная поляризация) и вдоль орта **m**. При этом не может быть поляризации вдоль орта **n** (сравни знаки в столбце $T_1$). В этом случае поляризация электрона лежит в плоскости распада. Если не сохраняется и временна́я четность, то поляризация электрона может иметь компоненту вдоль орта **n**.

Заметим, что если мы усредним по всем направлениям вектора $\boldsymbol{\nu}$ (не будем регистрировать направление ядра отдачи), то единственным выделенным направлением будет вектор **e**, вдоль которого и будет направлен вектор поляризации, независимо от сохранения $P$ или $T$. Так как несохранение временно́й четности обнаруживается по комплексности постоянных распада (или, вернее, по разности фаз различных вариантов), то это может проявиться только в явлениях, связанных с интерференцией различных вариантов. Поэтому в чистых вариантах поляризация всегда лежит в плоскости распада.

Выведем теперь формулы для поляризации электрона.

Начнем со скалярного варианта. Вероятность рождения электрона определяется формулой (6,10), не усредненной по спину. Эта вероятность пропорциональна

$$e^*\left(1+\frac{\sigma\mathbf{p}}{W+m}\right)(1-\sigma\boldsymbol{\nu})\left(1+\frac{\sigma\mathbf{p}}{W+m}\right)e. \qquad (7,1')$$

В дальнейших вычислениях мы будем опускать обычно общие числовые множители, так как нас не будут интересовать абсолютные значения вероятностей распада, которые были вычислены раньше. Оператор, стоящий между $e^*$ и $e$, определяет вероятности рождения электрона с разными проекциями спина. Если этот оператор привести к виду, пропорциональному

$$1+\sigma\mathbf{P}, \qquad (7,2)$$

то вероятность рождения электрона с проекцией спина $+{}^1/_2$ на направление вектора **P** будет равна

$$w_+ = 1+|\mathbf{P}|$$

и соответственно, для проекции $-{}^1/_2$:

$$w_- = 1-|\mathbf{P}|,$$

поэтому **P** есть, по определению, поляризация электрона

$$|\mathbf{P}| = \frac{w_+ - w_-}{w_+ + w_-}. \qquad (7,3)$$

Преобразуем оператор в (7,1′). Для вычислений разложим $\boldsymbol{\nu}$ на два вектора, направленных по $\mathbf{e}$ и $\mathbf{m}$. Получим:

$$(\sigma\boldsymbol{\nu}) = (\mathbf{e}\boldsymbol{\nu})(\sigma\mathbf{e}) + (\mathbf{m}\boldsymbol{\nu})(\sigma\mathbf{m}). \tag{7,4}$$

Замечая, что разные компоненты $\sigma$ антикоммутируют получаем для оператора в (7,1)

$$\left(1+\frac{\sigma\mathbf{p}}{W+m}\right)^2 [1-(\mathbf{e}\boldsymbol{\nu})(\mathbf{e}\sigma)] - \left(1+\frac{\sigma\mathbf{p}}{W+m}\right)\left(1-\frac{\sigma\mathbf{p}}{W+m}\right)(\mathbf{m}\boldsymbol{\nu})(\sigma\mathbf{m}). \tag{7,5}$$

Раскрывая скобки и отбрасывая общий множитель, получаем

$$1+\beta(\sigma\mathbf{e}) - (\beta+\sigma\mathbf{e})\,\mathbf{e}\boldsymbol{\nu} - \frac{m}{W}(\mathbf{m}\boldsymbol{\nu})(\sigma\mathbf{m}) \tag{7,6}$$

и, деля на $1-\beta\mathbf{e}\boldsymbol{\nu}$, находим:

$$1+\frac{\beta-\mathbf{e}\boldsymbol{\nu}}{1-\beta\mathbf{e}\boldsymbol{\nu}}(\sigma\mathbf{e}) - \frac{m}{W}\frac{\mathbf{m}\boldsymbol{\nu}}{1-\beta\mathbf{e}\boldsymbol{\nu}}\sigma\mathbf{m}. \tag{7,7}$$

Сравнивая с (7,2), мы видим, что в скалярном варианте поляризация электрона имеет две компоненты*):

продольную

$$P_e(S) = \frac{\beta-\mathbf{e}\boldsymbol{\nu}}{1-\beta\mathbf{e}\boldsymbol{\nu}} \tag{7,8}$$

и поперечную:

$$P_m(S) = -\frac{m}{W}\frac{\mathbf{m}\boldsymbol{\nu}}{1-\beta\mathbf{e}\boldsymbol{\nu}}. \tag{7,9}$$

Векторный вариант отличается от скалярного тем, что в (7,1) и соответственно в (7,5) надо изменить знак у $\sigma\mathbf{p}$; эффективно это сводится к изменению знака у $\beta$, что приведет к следующим формулам для поляризации:

$$P_e(V) = -\frac{\beta+\mathbf{e}\boldsymbol{\nu}}{1+\beta\mathbf{e}\boldsymbol{\nu}}, \tag{7,10}$$

$$P_m(V) = -\frac{m}{W}\frac{\mathbf{m}\boldsymbol{\nu}}{1+\beta\mathbf{e}\boldsymbol{\nu}}. \tag{7,11}$$

В случае тензорного и псевдовекторного вариантов вместо оператора (7,1) надо рассматривать оператор

$$\left(1\pm\frac{\sigma\mathbf{p}}{W+m}\right)\sigma\mathbf{l}\,(1-\sigma\boldsymbol{\nu})\,\sigma\mathbf{l}\left(1\pm\frac{\sigma\mathbf{p}}{W+m}\right), \tag{7,12}$$

где верхний знак относится к тензорному, а нижний—к псевдовекторному варианту и где $\mathbf{l}$ — единичный вектор в направлении спина ядра, по которому надо усреднять.

Среднее значение (в смысле усреднения по направлениям $\mathbf{l}$) тройного произведения $(\sigma\mathbf{l})(\sigma\boldsymbol{\nu})(\sigma\mathbf{e})$ было вычислено в § 6; оно равно $-\frac{1}{3}\sigma\boldsymbol{\nu}$. После усреднения (7,12) превращается в

$$\left(1\pm\frac{\sigma\mathbf{p}}{W+m}\right)\left(1+\frac{1}{3}\sigma\boldsymbol{\nu}\right)\left(1+\frac{\sigma\mathbf{p}}{W+m}\right). \tag{7,13}$$

Сравнивая это выражение с (7,2), мы видим, что поляризация в тензорном варианте получается из поляризации в скалярном варианте

*) Это находится в согласии с тем, что в чистом варианте поляризация лежит в плоскости распада.

заменой $\nu \to -\frac{1}{3}\nu$. Такая же замена позволяет получить поляризацию в псевдовекторном варианте из поляризации в векторном.

Итак, для тензорного варианта

$$P_e(T) = \frac{\beta + \frac{1}{3}e\nu}{1 + \frac{1}{3}\beta e\nu}, \tag{7,14}$$

$$P_m(T) = \frac{m}{3W}\frac{m\nu}{1 + \frac{1}{3}\beta e\nu}, \tag{7,15}$$

и для псевдовекторного варианта

$$P_e(A) = -\frac{\beta - \frac{1}{3}e\nu}{1 - \frac{1}{3}\beta e\nu}, \tag{7,16}$$

$$P_m(A) = \frac{m}{3W}\frac{m\nu}{1 - \frac{1}{3}\rho e\nu}. \tag{7,17}$$

Выпишем еще формулы для вариантов $(S, T)$ и $(V, A)$. Так как складываются вероятности перехода, а не поляризации, то, если записать вероятность вылета электрона в виде

$$w \sim F(\vartheta) + G(\vartheta)\,\sigma\mathrm{e} + \frac{m}{W}H(\vartheta)\,(\sigma\mathrm{m}), \tag{7,18}$$

поляризация электрона определяется формулами

$$P_e = \frac{G(\vartheta)}{F(\vartheta)}, \tag{7,19}$$

$$P_m = \frac{m}{W}\frac{H(\vartheta)}{F(\vartheta)}. \tag{7,20}$$

Для варианта $(S, T)$

$$\begin{aligned} F(\vartheta) &= 1 - \beta e\nu + A\left(1 + \frac{1}{3}\beta e\nu\right), \\ G(\vartheta) &= \beta - e\nu + A\left(\beta + \frac{1}{3}e\nu\right), \\ H(\vartheta) &= \left(\frac{A}{3} - 1\right)m\nu, \\ A &= \left|\frac{g_T}{g_S}\right|^2 \frac{\langle\sigma\rangle^2}{\langle 1\rangle^2} \end{aligned} \tag{7,21}$$

и для варианта $A, V$

$$\begin{aligned} F(\vartheta) &= 1 + \beta e\nu + A\left(1 - \frac{1}{3}\beta e\nu\right), \\ G(\vartheta) &= -\beta + e\nu - A\left(\beta + \frac{1}{3}e\nu\right), \\ H(\vartheta) &= \left(\frac{A}{3} - 1\right)m\nu, \\ A &= \left|\frac{g_A}{g_V}\right|^2 \frac{\langle\sigma\rangle^2}{\langle 1\rangle^2}. \end{aligned} \tag{7,22}$$

Для получения формулы, включающей все четыре варианта, надо в (7,21) подставить сумму соответствующих членов (7,21) и (7,22), умноженных на $|g_{S,V}|^2\langle 1\rangle^2$ соответственно. Кроме того, надо добавить еще члены, происходящие от интерференции $(S, V)$ и $(T, A)$ (другие комбинации не интерферируют в случае неполяризованного ядра). Мы не будем подробно выписывать эти члены, а лишь кратко укажем на их свойства. Для того чтобы найти интерференцию $S$ и $V$, надо, очевидно, заменить оператор в (7,3) на оператор, получающийся от перемножения $H_S$ и $H_V^+$

$$g_S g_V^*\left(1+\frac{\boldsymbol{\sigma}\mathbf{p}}{W+m}\right)(1-\boldsymbol{\sigma}\boldsymbol{\nu})\left(1-\frac{\boldsymbol{\sigma}\mathbf{p}}{W+m}\right)+\text{компл. сопряж.} \qquad (7,23)$$

Преобразуя операторы и отбрасывая (как и раньше) множитель $2W/W+m$, получим

$$2\operatorname{Re} g_S g_V^* \frac{m}{W}[1+(\boldsymbol{\nu}\mathbf{e})(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{e})]+2\beta\operatorname{Re} g_S g_V^*(\mathbf{m}\boldsymbol{\nu})(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{m})-2\operatorname{Im} g_S g_V^*(\mathbf{n}\mathbf{e})(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{n}). \qquad (7,24)$$

Интерференция между $T$ и $A$ дает аналогичные слагаемые, в которых надо заменить

$$\beta\longrightarrow-\frac{1}{3}\beta, \quad g_S g_V^*\longrightarrow g_T g_A^*.$$

В согласии со сказанным выше, интерференционные члены приводят к появлению компоненты поляризации вдоль третьего орта $\mathbf{n}$. Поляризация в этом направлении в теории возмущений возникает, когда постоянные взаимодействия комплексны (точнее, когда фазы $g_S$ и $g_T$ или $g_S$ и $g_V$ различны). Это может быть только при несохранении временной четности.

К такому же эффекту приводит и кулоновское взаимодействие при сохранении временнóй четности. Действительно, в этом случае член с $\boldsymbol{\sigma}\mathbf{p}$ приобретает комплексный множитель (для малых $Z$) $a=1+i\frac{Ze^2}{hv}$.

Тогда

$$\left(1+a\frac{\boldsymbol{\sigma}\mathbf{p}}{W+m}\right)\left(1-a^*\frac{\boldsymbol{\sigma}\mathbf{p}}{W+m}\right)\longrightarrow\frac{2m}{W}(1+2i\beta\operatorname{Im} a\boldsymbol{\sigma}\mathbf{e}) \qquad (7,25)$$

вместо $2m/W$ (при $Z=0$). Это приводит к появлению поляризации в направлении $\mathbf{n}$ во всех вариантах (даже без интерференции различных вариантов). В интерференционных членах эта поляризация, связанная с кулоновским взаимодействием, будет пропорциональна $\operatorname{Re} g_S g_V^*$ и $\operatorname{Re} g_T g_A^*$, в то время как поляризация, связанная с несохранением временной четности, пропорциональна мнимым частям этих произведений. Эта особенность, очевидно, связана с тем, что при отражении времени $g\longrightarrow g^*$, т. е. $\operatorname{Re} g_S g_V^*$ и $\operatorname{Re} g_T g_A^*$ не меняют знака, а $\operatorname{Im} g_S g_V$ и $\operatorname{Im} g_T g_A^*$ меняют знак. Поэтому только последние члены нарушают инвариантность относительно отражения времени.

Из формулы (7,25) можно сделать общее заключение о свойствах кулоновского взаимодействия. Именно, из этой формулы видно, что поляризация $\boldsymbol{\sigma}\mathbf{e}$, возникающая от кулоновского взаимодействия, сдвинута по фазе $\pi/2$ (множитель $i$) от других подобных же членов. Поэтому кулоновская интерференция всегда будет смещена по фазе от некулоновской. Из сказанного о временной четности ясно, далее, что если рассматриваемый эффект не инвариантен относительно приближенного (борновского) отражения времени, то без учета кулоновского взаимодействия появятся члены с мнимыми частями от произведений постоянных распада, а кулоновское ваимодействие дает члены, пропорциональные их вещественным частям. Напротив, в эффектах, инвариантных относительно приближенного отражения времени, некулоновские члены будут пропорциональны вещественным частям от произведений постоянных, а кулоновские — мнимым. Эти соображения полезны для понимания структуры различных формул.

## § 8. РАСПАД ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЯДЕР

В предыдущих параграфах мы рассмотрели все эффекты, которые не связаны с поляризацией ядра в конечном или начальном состояниях. Рассмотрим теперь распад поляризованного ядра. В этом случае распределение электронов по направлениям перестает быть изотропным — возникает корреляция импульса электрона с направлением спина ядра. Экспериментальное доказательство этого эффекта в опытах Ву было первым подтверждением идей Янга и Ли. Если не учитывать сначала поляризацию ядра после распада, то возникает три новых эффекта, не связанных со спином электрона: 1) корреляция импульса электрона и поляризации ядра — псевдоскаляр $\mathbf{el}$ ($\mathbf{l}$ — единичный вектор направления поляризации); 2) корреляция импульса нейтрино с поляризацией ядра — псевдоскаляр $\boldsymbol{\nu}\mathbf{l}$ и 3) влияние поляризации ядра на корреляцию электрон—нейтрино — скаляры $\mathbf{l}(\mathbf{e}\times\boldsymbol{\nu})$ и $Q_{ik}(e_i\nu_k+e_k\nu_i)$, где $Q_{ik}$ — тензор поляризации (квадруполяризация) ядра.

Нетрудно видеть, что корреляции $\mathbf{el}$ и $\boldsymbol{\nu}\mathbf{l}$ нарушают пространственную четность (скаляры относительно $T_1$), а $\mathbf{l}(\mathbf{e}\times\boldsymbol{\nu})$ нарушает временну́ю четность (скаляр относительно $P$). Тензорный эффект не меняет четности. В разрешенных переходах эти эффекты отсутствуют в вариантах $S$ и $V$, так как в этих вариантах матричные элементы не зависят от спина ядра. Таким образом, неизотропия распределения электронов будет связана с вкладами вариантов $T$ и $A$. Только в переходах без изменения спина и четности (переходы $j\to j$) вклад будут давать и члены, связанные с вариантами $S$ и $V$ благодаря их интерференции с основными членами. Так как усреднение по спину ядра не производится, то аргументы, использованные ранее, непригодны и в отсутствие кулонова поля $S$ интерферирует с $T$, а $V$ с $A$ (интерферируют варианты с одинаковой спиральностью). Заметим, однако, что если переходы $I\to I$ совершаются не между зеркальными ядрами, то они сопровождаются изменением изотопического спина ядер. При этом фермиевский матричный элемент $\langle 1\rangle$ очень часто оказывается очень малым и интерференционные члены практически отсутствуют (в приближении зарядовой инвариантности они равны нулю).

Начнем с переходов в вариантах $T$ и $A$; интерференционные члены рассмотрим позже.

Обратимся к формуле (7,12). Эта формула описывает распределение легких частиц при заданных спиновых состояниях ядер, определяемых вектором $\mathbf{l}$. Вектор $\mathbf{l}$ возник из матричного элемента, вычисленного с помощью волновых функций начального и конечного состояний ядра. Его можно записать в виде

$$\mathbf{M}=\Phi^*_{\text{кон}}\sum_i \sigma^{(i)}\,\Phi_{\text{нач}}, \tag{8,1}$$

где суммирование распространяется по всем нейтронам в ядре, если мы для определенности опять выберем случай электронного $\beta$-распада. Этот матричный элемент зависит от проекции спина ядра в начальном и конечном состояниях. Квадрат вектора (8,1) пропорционален $\langle\sigma\rangle^2$, которая была введена раньше. Запишем (8,1) в виде

$$\mathbf{M}=\langle\sigma\rangle\,\mathbf{a}(I,\,M;\;I',\,M'), \tag{8,2}$$

выделяя угловую (векторную) часть из матричного элемента $\mathbf{M}$ в форме единичного вектора $\mathbf{a}\,(a_x, a_y, a_z)$. Коэффициенты $a_x$, $a_y$, $a_z$ зависят от спина ядра и его проекции в начальном $(I, M)$ и конечном $(I', M')$ состояниях (они пропорциональны коэффициентам Клебша—Гордона); по определению

$$|a_x|^2+|a_y|^2+|a_z|^2=1. \tag{8,3}$$

Из нормировки следует, что $\mathbf{M}^2=\langle\sigma\rangle^2$, и вероятность перехода с заданным изменением спина и его проекции пропорциональна квадрату модуля соответствующего коэффициента $a_k$.

В разрешенных переходах проекция спина ядра может меняться на 0 или $\pm 1$. Очевидно, это означает, что легкие частицы (электрон и нейтрино) уносят с собой проекцию спина (суммарную), равную соответственно 0, $\pm 1$, так что проекция суммарного спина всей системы не меняется.

В старой картине, в которой у легких частиц спин не был связан с импульсом, это приводило к зависимости их поляризации от направления вылета, но не сказывалось на угловом распределении. В картине двухкомпонентного нейтрино импульс антинейтрино следует за спином, а поэтому неизотропия ориентации спинов приводит к неизотропии и в направлении вылета электрона.

Рассмотрим ядро с заданной проекцией спина $M_0$ и переход с заданным изменением спина ядра $I\longrightarrow I'$.

Амплитуда перехода будет пропорциональна

$$\mathbf{a}e^*\left(1\pm\frac{\sigma\mathbf{p}}{W+m}\right)\boldsymbol{\sigma}(1-\boldsymbol{\sigma\nu})\,e, \tag{8,4}$$

где знаки $+$ и $-$ относятся соответственно к вариантам $T$ и $A$. Возвышая в квадрат и усредняя по спину электрона и направлениям вылета нейтрино (оставляя пока в стороне корреляцию электрон—нейтрино), получим для вероятности распада

$$w\sim\sum_{i,k}a_ia_k^*\,[(1\pm\beta\boldsymbol{\sigma}\mathbf{e})\,\sigma_i\sigma_k]_{\text{ср}}. \tag{8,5}$$

Заметим, что

$$[\sigma_i\sigma_k]_{\text{ср}}=\delta_{ik},$$
$$[\boldsymbol{\sigma}\mathbf{e}\sigma_i\sigma_k]_{\text{ср}}=ie_{\mathbf{i}\times\mathbf{k}}, \tag{8,6}$$

где через $\mathbf{i}\times\mathbf{k}$ обозначен третий орт. Тогда

$$w\sim 1\pm i\beta\,(\mathbf{a}\times\mathbf{a}^*)\,\mathbf{e}. \tag{8,7}$$

Вводя вместо $a_x$ и $a_y$ компоненты $a_+$ и $a_-$

$$a_\pm=2^{-1/2}\,(a_x\pm ia_y), \tag{8,8}$$

отвечающие изменению $|\Delta M|=1$, получим, выбирая в качестве оси квантования ось поляризации ядра $\mathbf{l}$,

$$w\sim 1\mp\beta\,(\mathbf{el})\,(a_+^2-a_-^2). \tag{8,9}$$

Из формулы (8,1) видно, что коэффициенты $a_+$ и $a_-$ возникают из сложения спина начального ядра $I$ со спином конечного ядра $I'$ $(I'=I\pm 1$ или $I)$, при котором возникает вектор $\mathbf{l}$. Согласно общим правилам они пропорциональны коэффициентам Клебша—Гордона, отвечающим схеме сложения $\mathbf{I}+\mathbf{1}=\mathbf{I}'$.

Приведем таблицу нужных нам коэффициентов Клебша—Гордона (см. стр. 78).

Таблица

| Спин конечного ядра | $\Delta M = 1$ $a_+ \backsim$ | $\Delta M = 0$ $a_0 \backsim$ | $\Delta M = -1$ $a_- \backsim$ | Сумма квадратов коэффициентов | |
|---|---|---|---|---|---|
| | | | | при заданном $M$ | при заданном $M_0$ |
| $I+1$ | $\left(\frac{(I+M)(I+M+1)}{(2I+1)(2I+2)}\right)^{1/2}$ | $\left(\frac{(I-M+1)(I+M+1)}{(2I+1)(I+1)}\right)^{1/2}$ | $\left(\frac{(I-M)(I-M+1)}{(2I+1)(2I+2)}\right)^{1/2}$ | 1 | $\frac{2I+3}{2I+1}$ |
| $I$ | $\left(\frac{(I+M)(I-M+1)}{2I(I+1)}\right)^{1/2}$ | $-\frac{M}{I^{1/2}(I+1)^{1/2}}$ | $-\left(\frac{(I-M)(I+M+1)}{2I(I+1)}\right)^{1/2}$ | 1 | 1 |
| $I-1$ | $\left(\frac{(I-M)(I-M+1)}{2I(2I+1)}\right)^{1/2}$ | $-\left(\frac{(I-M)(I+M)}{I(2I+1)}\right)^{1/2}$ | $\left(\frac{(I+M+1)(I+M)}{2I(2I+1)}\right)^{1/2}$ | 1 | $\frac{2I-1}{2I+1}$ |

Коэффициенты Клебша—Гордона обычно нормируются так, что сумма их квадратов по строкам равна 1. Такая нормировка отвечает суммированию при постоянной проекции спина ядра $M'$ в конечном состоянии. Нужные нам коэффициенты $a_k$ нормированы при заданной проекции в начальном состоянии $M_0$. Подставляя поэтому в первый столбец $M=M_0+1$, во второй $M=M_0$ и в третий $M=M_0-1$, найдем, что сумма квадратов коэффициентов при заданном $M_0$ по строкам равна значениям, приведенным в последнем столбце. На эти коэффициенты и надо разделить квадраты коэффициентов Клебша—Гордона для того, чтобы получить $a_+^2$ и $a_-^2$. Простые вычисления с помощью таблицы приводят тогда к следующим значениям:

$$a_+^2 - a_-^2 = \begin{cases} \dfrac{M_0}{I+1} & \text{для перехода } I \to I+1, \\ -\dfrac{M_0}{I(I+1)} & \text{»} \quad \text{»} \quad I \to I, \\ -\dfrac{M_0}{I} & \text{»} \quad \text{»} \quad I \to I-1. \end{cases} \tag{8,10}$$

Усредним эти величины по всем ядрам мишени. Так как

$$\frac{\langle M_0 \rangle}{I} = P \tag{8,11}$$

есть поляризация ядра, то мы получим окончательно угловое распределение для вариантов $T$ и $A$:

$$w(T) \sim 1 - \beta \mathbf{el} P \omega, \tag{8,12}$$

$$w(A) \sim 1 + \beta \mathbf{el} P \omega, \tag{8,13}$$

где

$$\omega = \begin{cases} \dfrac{I}{I+1} & \text{для перехода } I \to I+1, \\ -\dfrac{1}{I+1} & \text{»} \quad \text{»} \quad I \to I, \\ -1 & \text{»} \quad \text{»} \quad I \to I-1. \end{cases} \tag{8,14}$$

Формулы (8,12) и (8,13) описывают эффект для переходов с изменением спина. Для перехода $I \to I$ надо еще вычислить интерференционный член. Интерференция векторного и псевдовекторного вариантов описывается выражением

$$\begin{aligned} &+ a_0 g_V g_A^* \left(1 \frac{\sigma \mathbf{p}}{W+m}\right)(1-\sigma\mathbf{v})(\sigma\mathbf{l})\left(1-\frac{\sigma\mathbf{p}}{W+m}\right) + \\ &+ a_0 g_V^* g_A \left(1-\frac{\sigma\mathbf{p}}{W+m}\right)(\sigma\mathbf{l})(1-\sigma\mathbf{v})\left(1-\frac{\sigma\mathbf{p}}{W+m}\right) = \\ &= + a_0 2\mathrm{Re}\, g_V g_A^* \left(1-\frac{\sigma\mathbf{p}}{W+m}\right)(1-\sigma\mathbf{v})(\sigma\mathbf{l})\left(1-\frac{\sigma\mathbf{p}}{W+m}\right). \end{aligned} \tag{8,15}$$

Усредняя по $\mathbf{v}$ и отбрасывая множитель $2W/W+m$, придем к выражению

$$+ 2a_0 \mathrm{Re}\, g_V g_A^* (1 - \beta\sigma\mathbf{e})\, \sigma\mathbf{l}. \tag{8,16}$$

В отличие от формулы (8,7) в (8,16) входит только первая степень $\mathbf{l}$. Усредняя по спину электрона, сведем (8,16) к виду

$$-2\beta\, a_0\, \mathrm{Re}\, g_V g_A^* (\mathbf{el}). \tag{8,17}$$

Подставляя значение $a_0$ из таблицы

$$a_0 = \frac{M}{I^{1/2}(I+1)^{1/2}}, \qquad (8,18)$$

усредняя по спинам мишени и вводя поляризацию ядра $P$, сводим (8,17) к виду

$$-2\beta P \operatorname{Re} g_V g_A^* \left(\frac{I}{I+1}\right)^{1/2}. \qquad (8,19)$$

Выражение для интерференции вариантов $S$ и $T$ получим, заменяя в (8,16) $\mathbf{p} \to -\mathbf{p}$. Так как эта замена не влияет на результат (из-за усреднения по спину электрона), то для интерференционного члена получим:

$$+2\beta P \operatorname{Re} g_S g_T^* \left(\frac{I}{I+1}\right)^{1/2}. \qquad (8,20)$$

Теперь мы можем написать выражение для распределения электронов в переходе $I \to I$. Вводя ядерные матричные элементы $\langle 1 \rangle$ и $\langle \sigma \rangle$ и собирая (8,19) и (8,12), получим для варианта $A$, $V$

$$w(VA) = 1 - \beta \frac{B}{1+|A|^2} \ (\mathbf{el})\, P, \qquad (8,21)$$

где

$$A = \frac{g_V \langle 1 \rangle}{g_A \langle \sigma \rangle}, \qquad (8,22)$$

$$B = \frac{1}{I+1} + \left(\frac{I}{I+1}\right)^{1/2} \cdot \operatorname{Re} A. \qquad (8,23)$$

Для варианта $S$, $T$ получаем аналогично

$$w(ST) = 1 + \beta \frac{B}{1+|A|^2} (\mathbf{el})\, P, \qquad (8,24)$$

$$A = \frac{g_S \langle 1 \rangle}{g_T \langle \sigma \rangle}, \qquad (8,25)$$

$$B = \frac{1}{I+1} + \left(\frac{I}{I+1}\right)^{1/2} \operatorname{Re} A, \qquad (8,26)$$

Для позитронного распада в формулах произойдут два изменения. Во-первых, изменится знак перед $\beta$ (обратный знак поляризации позитрона), а во-вторых, из-за изменения знака постоянных распадов $V$ и $T$, интерференционный член переменит знак. В результате в формулах надо поменять знак перед $\beta$, а в случае перехода $I \to I$ и знак интерференционного члена. Совместное рассмотрение всех четырех вариантов не вносит ничего существенного, нового, так как $V$ и $A$ не интерферируют с $T$, а $S$ не интерферирует с $V$ и $A$, если пренебречь кулоновым взаимодействием. Однако интерференция возникает, если учесть это взаимодействие. При этом этот эффект будет пропорционален мнимой части соответствующих произведений постоянных ($\operatorname{Im} g_S g_V^*$ и т. д.) и будет существовать поэтому только при несохранении временной четности и при наличии одновременно вариантов ($V$, $A$) и ($S$, $T$). Так как мы условились ограничиться, в основном, вариантами $V$ и $A$, $S$ и $T$, то мы не будем на этом останавливаться подробнее.

Рассмотрим теперь корреляцию направления вылета антинейтрино со спином ядра. Так как спиральность антинейтрино противоположна спиральности электрона в варианте $V$, $A$, а его скорость равна скорости света, то в формулах для электрона, полученных для варианта $V$, $A$, надо произвести просто формальную замену

$$\mathbf{e} \to \boldsymbol{\nu}, \qquad \beta = -1. \tag{8,27}$$

Кроме того, можно показать, что знак интерференционного члена останется без изменений. Таким образом, получим для антинейтрино с правой спиральностью:

$$w(\tilde{\nu}) \sim 1 + \boldsymbol{\nu}\mathbf{l}P\omega \qquad (I \to I \pm 1), \tag{8,28}$$

$$w(\tilde{\nu}) \sim 1 + \frac{\frac{1}{I+1} - \left(\frac{I}{I+1}\right)^{1/2} \operatorname{Re} A}{1 + |A|^2} \cdot \boldsymbol{\nu}\mathbf{l}P \qquad (I \to I). \tag{8,29}$$

Формулы для нейтрино получаются изменением знака перед вторым членом и у Re$A$.

Наибольший интерес представляет распад поляризованного нейтрона (Телегди и др.[F7]). В этом случае ядерные матричные элементы известны $\langle 1 \rangle = 1$, $\langle \sigma \rangle = \sqrt{3}$.

Обозначая абсолютную величину отношения фермиевской и гамов—телеровской постоянных через $\lambda$

$$\lambda = \frac{g_V}{g_A} \quad \text{или} \quad \frac{g_S}{g_T}, \tag{8,30}$$

получим из формул (8,23) для корреляции электрона с направлением спина нейтрона (вариант $V$, $A$):

$$w(e) \sim 1 - \frac{\frac{2}{3} + \frac{2}{3} \operatorname{Re} \lambda}{1 + \frac{1}{3} |\lambda|^2} \mathbf{e}\mathbf{l} \tag{8,31}$$

и для антинейтрино

$$w(\tilde{\nu}) \sim 1 + \frac{\frac{2}{3} - \frac{2}{3} \operatorname{Re} \lambda}{1 + \frac{1}{3} |\lambda|^2} \boldsymbol{\nu}\mathbf{l}. \tag{8,32}$$

Вычислим теперь влияние поляризации ядра на корреляцию. Обратимся к формуле (8,4). Если при переходе к (8,5) не производить усреднение по направлению вылета нейтрино, а усреднять только по спину электрона, то к (8,5) надо добавить члены:

$$-\sum_{i,k} a_i a_k^* [(1 \pm \beta \boldsymbol{\sigma}\mathbf{e}) \sigma_i (\boldsymbol{\sigma}\boldsymbol{\nu}) \sigma_k]_{\text{ср}}. \tag{8,33}$$

Корреляцию $\mathbf{e}\boldsymbol{\nu}$ описывает только второе слагаемое

$$\mp \beta \sum_{i,k} a_i a_k^* [(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{e}) \sigma_i (\boldsymbol{\sigma}\boldsymbol{\nu}) \sigma_k]_{\text{ср}}. \tag{8,34}$$

Первое слагаемое описывает, очевидно, корреляцию между импульсом нейтрино и поляризацией ядра.

Пользуясь формулой

$$(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{A})(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{B}) = \mathbf{A}\mathbf{B} + i\boldsymbol{\sigma}(\mathbf{A} \times \mathbf{B}), \tag{8,35}$$

где $\mathbf{A}$ и $\mathbf{B}$ — любые векторы, приведем (8,34) к виду

$$\mp \beta \sum_{i,k} a_i a_k^* (e_i \nu_k + e_k \nu_i - \delta_{ik} \mathbf{e}\boldsymbol{\nu}). \tag{8,36}$$

Выделяя слагаемое, описывающее корреляцию, не зависящую от поляризации ядра,

$$\mp \beta \sum_{i,k} a_i a_k^* \left(e_i \nu_k + e_k \nu_i - \frac{2}{3} \mathbf{e\nu}\right) \pm \frac{\beta}{3} \mathbf{e\nu} \tag{8,37}$$

и усредняя по разным ядрам, мы видим, что влияние поляризации ядра описывается суммой

$$\mp \beta \sum_{i,k} [a_i a_k^*]_{\text{ср}} \left(e_i \nu_k + e_k \nu_i - \frac{2}{3} \mathbf{e\nu}\right)_{\text{ср}}. \tag{8,38}$$

Формулу (8,38) можно переписать в виде

$$\mp \beta \sum_{i,k} R_{ik} e_i \nu_k, \tag{8,39}$$

где тензор

$$R_{ik} = \frac{1}{2} \left[a_i a_k^* + a_k a_i^* - \frac{2}{3} \delta_{ik}\right]_{\text{ср}} \tag{8,40}$$

пропорционален тензору квадруполяризации мишени. Отсюда следует, что тензорная корреляция может быть только у ядер со спином $> {}^1/_2$.

Если теперь в качестве системы координат выбрать главные оси симметричного тензора $R_{ik}$, то этот тензор будет иметь только три независимые компоненты, сумма которых равна нулю. Вводя компоненты $a_\pm$, найдем

$$\left.\begin{aligned} R_{xx} = R_{yy} = \frac{1}{2}(a_+^2 + a_-^2) - \frac{1}{3} &= -\frac{1}{2}\left(a_0^2 - \frac{1}{3}\right), \\ R_{zz} = a_0^2 - \frac{1}{3}&. \end{aligned}\right\} \tag{8,41}$$

Подставляя в (8,36) и пользуясь значением $a_0^2$, получаем

$$\begin{aligned} &\mp \beta [2e_z \nu_z - e_x \nu_x - e_y \nu_y] \cdot \left[\frac{[M^2]_{\text{ср}}}{I(I+1)} - \frac{1}{3}\right] \eta = \\ &= \mp \beta \left[\frac{1}{3} \mathbf{e\nu} - (\mathbf{el})(\boldsymbol{\nu}\mathbf{l})\right] \left[\frac{I(I+1) - [M^*]_{\text{ср}}}{I(I+1)}\right] \eta, \end{aligned} \tag{8,42}$$

где $[M^2]$ — среднее значение квадрата проекции спина. Множитель в квадратных скобках обращается в нуль при равновероятности всех значений $M^2$ (отсутствие квадруполяризации)

$$\eta = \begin{cases} -\dfrac{I}{2I+3} & \text{для перехода } I \to I+1, \\ 1 & \text{для перехода } I \to I, \\ -\dfrac{(I+1)}{(2I-1)} & \text{для перехода } I \to I-1. \end{cases} \tag{8,43}$$

Выражение (8,39) надо добавить к $\pm \frac{\beta}{3} \mathbf{e\nu} = \pm \frac{\beta}{3} \cos \vartheta$ — соответствующим выражениям для корреляции в вариантах $T - A$ — формула (6,26).

Для корреляции при позитронном распаде формула остается той же.

Нам осталось рассмотреть еще и интерференционные члены, которые появляются в переходах $I \to I$.

Эти члены приводят к корреляции векторного типа. Из (8,15) получим аналогичным образом, что корреляция описывается добавочным слагаемым

$$\left.\begin{array}{l} -\operatorname{Re} g_S g_T^* \\ +\operatorname{Re} g_V g_A^* \end{array}\right\} \times \beta\,[(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{e})\,(\boldsymbol{\sigma}\boldsymbol{\nu})\,(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{l})]_{\text{ср}}\, a_0. \tag{8,44}$$

Среднее значение произведения равно $i\,(\mathbf{e}\times\boldsymbol{\nu})\,\mathbf{l}$, а потому все выражение превращается в

$$\left.\begin{array}{l} +2\operatorname{Im} g_S g_T^* \\ -2\operatorname{Im} g_V g_A^* \end{array}\right\} \times \beta P(\mathbf{e}\times\boldsymbol{\nu})\,\mathbf{l}\left(\frac{I}{I+1}\right)^{1/2}. \tag{8,45}$$

Эффект в этом случае существует только в случае несохранения комбинированной четности, в согласии с тем, что говорилось выше.

Выражения (8,45), очевидно, меняют знак при переходе к позитронному распаду.

При распаде поляризованного ядра возникает сложная картина поляризации электронов.

Если в (8,4) не производить усреднения по спину, то возникнет ряд членов, пропорциональных $\boldsymbol{\sigma}$. Эти члены будут двух типов, различающихся тем, что одни дают поляризацию, пропорциональную поляризации ядер, а другие дают поляризацию, пропорциональную квадруполяризации. Первые определяют компоненты поляризации электрона

$$\langle\sigma_i\rangle = \sum_k \alpha_{ik} P_k \tag{8,46}$$

как линейную функцию компонент поляризации ядер, вторые же дают связь типа

$$\langle\sigma_i\rangle = \sum_{kl} \beta_{ikl} R_{kl}. \tag{8,47}$$

Коэффициенты $\alpha_{ik}$ и $\beta_{ikl}$ составлены из векторов $\mathbf{e}$ и $\boldsymbol{\nu}$. Свойства этих коэффициентов относительно отражений могут быть исследованы так же, как и раньше.

В формуле (8,46) компоненты поляризаций ядра и электрона преобразуются одинаково. Очевидно, поэтому, что при сохранении четности коэффициенты $\alpha_{ik}$ должны не меняться при соответствующем отражении. Если выбрать систему координат $\mathbf{e}$, $\mathbf{n}$, $\mathbf{m}$, которой мы пользовались в § 7, то, пользуясь таблицей на стр. 72, мы можем написать коэффициенты ($\pm 1$) преобразования попарных произведений орт, которые, очевидно, будут коэффициентами преобразования и величин ($\alpha_{ik}$)

| | $P$ | $T_1$ |
|---|---|---|
| ee, nn, mm | + | + |
| en | — | — |
| em | + | + |
| nm | — | — |

Мы видим, что сохранение $P$ влечет за собой обращение в нуль компонент **en** и **nm** (влияние поляризации ядра вдоль **n** на продольную поляризацию электрона и т. д.).

Аналогичным образом можно исследовать и свойство коэффициентов $\beta_{ikl}$. Мы не будем здесь выводить более подробных и громоздких формул.

## § 9. ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЯДРА ПОСЛЕ РАСПАДА. $\beta$—$\gamma$-КОРРЕЛЯЦИЯ

Введем теперь в рассмотрение последний из параметров — поляризацию ядра после распада.

Если распадается неполяризованное ядро, то благодаря тому, что электрон и нейтрино уносит момент, ядро после распада оказывается поляризованным.

Если не регистрировать направление вылета нейтрино и усреднять по направлениям спина электрона, то осью поляризации в разрешенных распадах может быть только импульс электрона. В разрешенных переходах легкие частицы уносят момент, не больший единицы, поэтому при распаде степень поляризации ядра может измениться только на единицу — неполяризованное ядро превратится в линейно-поляризованное, поляризованное в квадруполяризованное и т. д. Однако и это может произойти только при несохранении четности — при сохранении ее, очевидно, поляризация не может быть пропорциональна импульсу.

Конечная поляризация ядра измеряется, обычно, по угловому распределению $\gamma$-квантов или их круговой поляризации*).

Нетрудно видеть, что так как электромагнитное взаимодействие сохраняет четность, то угловое распределение $\gamma$-лучей не может зависеть от линейной поляризации (и, вообще, поляризации нечетного порядка) мишени. Действительно, в силу сохранения четности мишень с поляризацией $P$ излучает так же, как и мишень с поляризацией — $P$. Но сумма двух таких мишеней есть неполяризованная мишень, которая излучает изотропно. Угловое распределение $\gamma$-квантов поэтому определяется лишь квадруполяризацией мишени (четными поляризациями). Формальным выражением этого является требование, чтобы волновой вектор $\gamma$-кванта входил в амплитуду всегда в четной степени.

Поляризация ядра, которая нас интересует, может быть определена по круговой поляризации $\gamma$-кванта.

Левополяризованный**) $\gamma$-квант уносит проекцию момента, равную единице — такие кванты испускает полностью поляризованная мишень в направлении, параллельном ее поляризации. Поэтому степень (левой) поляризации $\gamma$-кванта, испускаемого мишенью со степенью поляризации $P$, равна

$$r = P \cos \vartheta. \tag{9,1}$$

Общие формулы для углового распределения и поляризации $\gamma$-квантов, испускаемых поляризованными ядрами, можно найти, например, в сборнике Зигбана [A2].

Так как направление поляризации, возникающей в результате $\beta$-распада неполяризованного ядра, параллельна импульсу электрона, то угол $\vartheta$ в (9,1) есть в то же время угол между направлениями вылета $\gamma$-кванта и электрона. Поэтому корреляцию между поляризацией конечного ядра и поляризацией $\gamma$-кванта называют корреляцией $\beta$-поляризация $\gamma$.

Вычисление поляризации ядра после $\beta$-распада вычисляется по тем же формулам, что и распад поляризованных ядер.

---

*) Интересный случай представляет собой распад $C^{17}$. Получающееся в результате распада ядро $N^{17}$ испускает поляризованный нейтрон, поляризацию которого можно, в принципе, измерять[B65].

**) Согласно оптической терминологии — квант с проекцией момента на волновой вектор $m=1$, отвечающий правому винту.

Согласно (8,9), (8,18) и (8,19) вероятность распада ядра, неусредненная по поляризациям ядра в начальном и конечном состояниях, для переходов $I \to I \pm 1$ определяется соотношением

$$w \sim 1 \mp \beta (a_+^2 - a_-^2). \tag{9,2}$$

Мы положили скалярное произведение **el** равным единице, выбрав ось квантования по направлению вылета электрона. Для переходов $I \to I$ надо еще учесть интерференционный эффект, пропорциональный согласно (8,18) и (8,20)

$$\left. \begin{matrix} -\operatorname{Re} g_S g_T^* \\ -\operatorname{Re} g_V g_A^* \end{matrix} \right\} \times \beta a_0. \tag{9,3}$$

Коэффициенты $a_+^2 - a_-^2$ и $a_0$ определяют относительные вероятности перехода в конечное состояние с заданным значением $M$ из разных начальных состояний. Чтобы полная вероятность перехода была нормирована на единицу, как в (9,2), необходимо, чтобы $a_+^2 + a_-^2 + a_0^2 = 1$ при заданном конечном $M$. Это отвечает обычной нормировке коэффициентов Клебша — Гордона. С помощью таблицы на стр. 78 мы можем записать (9,2) в виде

$$w \sim 1 \mp \beta B(M), \tag{9,4}$$

где

$$B(M) = \begin{cases} \dfrac{M}{I+1} & \text{для перехода} \quad I \to I+1, \\ \dfrac{M}{I(I+1)} & \text{для перехода} \quad I \to I, \\ -\dfrac{M}{I} & \text{для перехода} \quad I \to I-1. \end{cases} \tag{9,5}$$

Поляризация ядра в конечном состоянии равна среднему значению $M$, деленному на спин ядра в конечном состоянии,

$$P' = \frac{1}{I'(2I'+1)} \sum_{M=-I'}^{I} B(M)\, M. \tag{9,6}$$

Первое слагаемое в (9,4) не дает вклада в (9,6). В результате получаем для поляризации в переходах $I \to I \pm 1$, в вариантах $T$ и $A$:

$$P'(T) = \left\{ \begin{matrix} -\dfrac{\beta}{3}\dfrac{I+2}{I+1} & \text{для перехода} \quad I \to I+1, \\ +\dfrac{\beta}{3} & \text{для перехода} \quad I \to I-1, \end{matrix} \right\} \tag{9,7}$$

$$P'(A) = \left\{ \begin{matrix} \dfrac{\beta}{3}\dfrac{I+2}{I+1} & \text{для перехода} \quad I \to I+1, \\ -\dfrac{\beta}{3} & \text{для перехода} \quad I \to I-1. \end{matrix} \right\} \tag{9,8}$$

Для перехода $I \to I$ надо знать еще значение $a_0$:

$$a_0 = \frac{M}{\sqrt{I(I+1)}} \quad \text{для перехода } I \to I. \tag{9,9}$$

Вводя ядерные матричные элементы, получим для вариантов $(T, S)$

и $(V,\ A)$:

$$P'(T,\ S) = -\frac{\beta}{3}\,\frac{\frac{1}{I}+2\sqrt{\frac{I}{I+1}}\operatorname{Re}A}{1+|A|^2}, \qquad A=\frac{g_S\langle 1\rangle}{g_T\langle\sigma\rangle}, \tag{9,10}$$

$$P'(V,\ A) = +\frac{\beta}{3}\,\frac{\frac{1}{I}-2\sqrt{\frac{I}{I+1}}\operatorname{Re}A}{1+|A|^2}, \qquad A=\frac{g_V\langle 1\rangle}{g_A\langle\sigma\rangle}. \tag{9,11}$$

Можно отметить, что знаки перед $\operatorname{Re}A$ в формулах для $P'$ и для эффекта Ву (8,21) — (8,26) обратны. Поэтому оба эффекта не пропорциональны друг другу и их измерение для одного и того же ядра может быть использовано для дополнительной информации о ядре (о спине или о величине $A$). Переход к позитронному распаду, так же как и раньше, производится путем замены

$$\beta\to-\beta \quad A\to -A. \tag{9,12}$$

Нетрудно получить и общую формулу для произвольной смеси четырех вариантов. Мы, однако, не будем этого здесь делать. Замечания по этому поводу приведены после формулы (8,26).

Более сложные эффекты, в которых участвуют все 5 векторов, входящих в систему, можно исследовать таким же образом. Однако формулы, которые возникают при этом, довольно громоздки, а физически новых результатов (по крайней мере для разрешенных переходов) не возникает. Поэтому мы остановимся только на качественной картине одного из эффектов — $e\gamma$-корреляции в поляризованных ядрах. Этот эффект интересен тем, что дает возможность проверить сохранение комбинированной четности [B30, B32]. Распределение импульсов электронов по направлениям содержит член, зависящий от направления $\mathbf{q}$ вылета $\gamma$-кванта и вектора $\mathbf{l}$, определяющего направление поляризации ядра.

Нас интересует соотношение вида

$$\mathbf{e}\sim\mathbf{l}\times\mathbf{q}, \tag{9,13}$$

которое неинвариантно относительно приближенного отражения времени (левая часть меняет знак, правая нет). Однако так как $\gamma$-квант сохраняет четность, то $\mathbf{q}$ должно входить в четной степени*). Поэтому наименьшая степень $\mathbf{l}$, которая может входить в нужный нам член, будет вторая. Поэтому в (9,13) должен входить скалярный коэффициент, пропорциональный нечетной степени $\mathbf{q}$, т. е. нечетной степени скалярного произведения $\mathbf{lq}$.

Таким образом, связь между $\mathbf{e}$, $\mathbf{l}$ и $\mathbf{q}$ будет определяться (наряду с членами, сохраняющими временну́ю четность) членами типа

$$\mathbf{e}\sim\mathbf{l}\times\mathbf{q}\,(\mathbf{lq})^{2n+1}. \tag{9,14}$$

Степень $\mathbf{q}$ связана с мультипольностью излучения. Эффект, очевидно, состоит в том, что распределение электронов будет несимметрично относительно плоскости, образуемой осью поляризации ядра и направлением вылета кванта**).

Как и в других эффектах, такая асимметрия возникнет и без нарушения временно́й симметрии за счет кулоновского взаимодействия. До сих пор был проведен только один эксперимент (см. § 11 (8)) с поляризованным $Co^{58}$, результаты которого не противоречат сохранению комбинированной четности.

---

*) Это приводит к уже упомянутому нами свойству, что несимметрия углового распределения квантов определяется только четными поляризациями конечного ядра.

**) $\mathbf{l}$ и $\mathbf{q}$ не должны быть ортогональны, иначе согласно (9,14) эффект исчезнет.

## § 10. ВАРИАНТ $V-A$

Сейчас экспериментальные данные все лучше и лучше укладываются в схему варианта, представляющего собой линейную комбинацию $V$ и $A$. Маршак и Сударшан[B41] и Гелл-Манн и Фейнман[B40] обратили внимание на интересные свойства этого варианта и указали на его привлекательность с теоретической точки зрения. Исходным пунктом этих рассуждений явилось то, что если записать гамильтониан для распада $\mu$-мезона $\mu^- \to e^- + \nu + \bar{\nu}$ в виде таком же, как и для β-распада нейтрона в варианте $V$ и $A$, и положить $g_V = -g_A = g_\mu$:

$$H_\mu = 2^{-1/2} g_\mu [\bar{\nu}\gamma_\alpha(1+\gamma_5)\mu][\bar{e}\gamma_\alpha(1+\gamma_5)\nu^-], \tag{10,1}$$

то этот гамильтониан правильно описывает спектр электронов, а постоянная $g_\mu$, определенная из времени жизни $\mu$-мезона, совпадает с точностью экспериментальных ошибок (1—2%) с векторной постоянной β-распада.

Такая запись гамильтониана предполагает, что все фермионы выступают в слабых взаимодействиях как двухкомпонентные частицы с определенной спиральностью; только сильные взаимодействия могут изменить спиральность частиц — превратить их в четырехкомпонентные.

Очевидно, такой гамильтониан, кроме того, сохраняет комбинированную четность (разность фаз между $g_V$ и $g_A$ равна $\pi/2$).

Эти рассуждения послужили основой для предположения, что взаимодействие и в β-распаде должно описываться таким же вариантом с равными постоянными $g_A$ и $g_V$. Однако в действительности β-распад описывается гамильтонианом не (10,1), а

$$H_\beta = 2^{-1/2} g [\bar{P}\gamma_\alpha(1+\Lambda\gamma_5)N][\bar{e}\gamma_\alpha(1+\gamma_5)\nu] \tag{10,2}$$

с $\Lambda$, не равной единице, а $\Lambda \cong 1{,}2$ (см. § 11). Различие в псевдовекторной постоянной в $\mu$-распаде и β-распаде естественно объяснить тем, что благодаря наличию сильного взаимодействия нуклонов с вакуумом ($\pi$-мезоны, $K$-мезоны) происходит перенормировка постоянных распада и нуклоны перестают иметь определенную спиральность. При этом возникает естественный вопрос: почему сильное взаимодействие приводит к перенормировке только псевдовекторной постоянной, в то время как векторная остается без изменений? Возможный ответ на него лежит в аналогии с электромагнитным взаимодействием. [Ср. Я. Б. Зельдович и С. С. Герштейн, ЖЭТФ 29, 698 (1955).]

Электрические заряды всех частиц — сильно взаимодействующих и слабо взаимодействующих — оказываются одинаковыми, несмотря на поляризацию вакуума. В этом случае постоянство заряда, как известно, гарантируется сохранением электрического заряда. По-видимому, и в случае векторного взаимодействия должна существовать сохраняющаяся величина.

Для того чтобы посмотреть, какой вид может иметь такой закон сохранения, сравним электромагнитное взаимодействие системы частиц с векторным β-взаимодействием.

Если ввести матрицы изотопического спина нуклона $\tau_+$, $\tau_-$ и $\tau_0$ *), то электромагнитное взаимодействие нуклона можно записать в виде

$$H_{el} = e j_\alpha A_\alpha. \tag{10,3}$$

*) $\tau_0$ умножает протон на $+1$, нейтрон на $-1$, $\tau_+$ превращает нейтрон в протон, $\tau_-$ превращает протон в нейтрон.

Четырехмерный ток $j_\alpha$ можно записать в виде ($n$ — волновая функция)

$$j_\alpha = \frac{1}{2}\bar{n}\gamma_\alpha\,(1+\tau_0)\,n + j_\alpha\,(\text{мезона}), \tag{10,4}$$

где второй член связан с мезонами, окружающими нуклон (мезонная шуба). Множитель $\frac{1}{2}(1+\tau_0)$ обращает в нуль для «голого» нейтрона. Ток $j_\alpha$ можно записать в виде двух членов: изотопического скаляра

$$j_\alpha^{(0)} = \frac{1}{2}\bar{n}\gamma_\alpha n \tag{10,5}$$

и третьей компоненты изотопического вектора

$$j_\alpha^{(3)} = \frac{1}{2}\bar{n}\gamma_\alpha\tau_0 n + j_\alpha(\text{мезона}). \tag{10,6}$$

Для каждого из этих токов можно написать закон сохранения

$$\frac{\partial j_\alpha^{(0)}}{\partial x_\alpha} = \frac{\partial j_\alpha^{(3)}}{\partial x_\alpha} = 0. \tag{10,7}$$

Векторное взаимодействие в $\beta$-распаде можно записать в виде, похожем на (10,3):

$$H_V = \sqrt{2}\,g k_\alpha B_\alpha, \tag{10,8}$$

где *)

$$k_\alpha = \frac{1}{2}\bar{n}\gamma_\alpha\tau_+ n \tag{10,9}$$

и

$$B_\alpha = \bar{e}\gamma_\alpha\,(1+\gamma_5)\,\nu. \tag{10,10}$$

Мы видим, что $B_\alpha$ играет роль, аналогичную электромагнитному потенциалу, а $k_\alpha$ роль изотопического векторного тока (10,6).

Если мы предположим, что для реального нуклона во взаимодействие должно входить не (10,9), а первая компонента изотопического вектора, третьей компонентой которого является (10,6). Тогда в силу изотопической инвариантности сильного взаимодействия из сохранения тока (10,6) следует (с точностью до электромагнитных радиационных поправок) сохранение и тока (10,9)

$$\frac{\partial k_\alpha}{\partial x_\alpha} = 0. \tag{10,11}$$

Таким образом, возникает ток, который одновременно является вектором в изотопическом пространстве

$$\mathbf{J} = \frac{1}{2}\bar{n}\gamma\boldsymbol{\tau}n + \mathbf{j}\,(\text{мезона}). \tag{10,12}$$

Для мезона, окруженного $\pi$-мезонным облаком,

$$\mathbf{J} = \frac{1}{2}\bar{n}_0\gamma\boldsymbol{\tau}n_0 + \boldsymbol{\pi}\times\frac{\partial\boldsymbol{\pi}}{\partial t}, \tag{10,13}$$

где $\boldsymbol{\pi}$ — волновая функция (вектор в изотопическом пространстве) $\pi$-мезона. В ток (10,13), возможно, надо включить вклад от $K$-мезонов и каких-либо других взаимодействий (ср. дискуссию в статье [B63]).

В работе Гелл-Манна [B43] дискутируются возможные методы экспериментальной проверки природы векторного взаимодействия (ср. [B54, B55, B62]).

*) Коэффициент $\sqrt{2}$ возник из нормировки $\tau_\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(\tau_x \pm i\tau_y)$.

Основная идея такой проверки состоит в том, что некоторые ядерные матричные элементы, от которых зависят свойства β-распада, имеют форму, аналогичную матричным элементам электромагнитного взаимодействия. Тогда из аналогии между векторным взаимодействием в β-распаде и электромагнитным взаимодействием следует, что они должны быть одинаковы. Это свойство и должно быть проверено на опыте.

Гелл-Манн рассматривает матричные элементы, которые определяют поправки первого порядка, возникающие в формулах, если заменить волновую функцию нейтрино не на единицу, а сохранять член первого порядка в координате ($ikr$).

В этом случае можно показать, что поправки к форме спектра и $\beta-\nu$ корреляции будут определяться ядерным матричным элементом, аналогичным матричному элементу, определяющему вероятность магнитного дипольного перехода. (Гелл-Манн называет это явление слабым магнетизмом.)

В случае $\beta^-$-перехода $B^{12} \to C^{12}$ и $\beta^+$-перехода $N^{12} \to C^{12}$, такой матричный элемент может быть оценен по $\gamma$-переходу с изотопически подобного уровня $C^{12*} \to C^{12}$.

Для поправки к спектру таким путем получается величина порядка 20%, которая может быть измерена.

Другой эффект подобного рода можно получить, рассматривая корреляцию β-поляризация γ в разрешенных переходах, в которых она может возникнуть только благодаря влиянию неоднородности волновой функции в объеме ядра. Величина эффекта может быть оценена также по изотопически подобным электромагнитным переходам.

Предварительные результаты опытов не противоречат таким оценкам (ср.[G16, G18]).

Теория $V-A$ взаимодействия позволяет сделать ряд предсказаний и в области слабых распадов других частиц, в частности гиперонов; и в этих случаях, по-видимому, не возникает противоречий с существующими опытами. Эти вопросы, однако, выходят за рамки обзора.

Представление об универсальном взаимодействии приводит к принципиальной возможности двух новых эффектов (в первом порядке по $g^2$)—рассеяние нейтрино электронами и несохранение четности при рассеянии нейтронов протонами.

К сожалению, точность современных опытов недостаточна для их обнаружения (ср. доклад Робертса[B59] и работу по измерению ионизационных потерь нейтрино [D7]).

## § 11. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ О ФОРМЕ β-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

В этом параграфе дается краткая сводка основных данных, которые позволяют выбрать вариант β-взаимодействия.

### а) Отсутствие интерференционных членов

Данные о β-распадах $I=0 \to I=0$ (без изменения четности) позволяют оценить возможную величину фермиевских интерференционных членов ($S$, $V$). Такой анализ был проведен Гергартом[C4] (ср.[C19]). Из спектров $O^{14}$, $A^{26*}$ и $Cl^{34}$ он получил для относительной величины интерференционного члена

$$b_F = \frac{\mathrm{Re}(C_S C_V^* + C_S' C_V'^*)}{|C_S|^2 + |C_{S'}|^2 + |C_V|^2 + |C_V'|^2} = 0{,}00 \pm 0{,}12. \qquad (11{,}1)$$

Интерференция $T$ и $A$ оценена лучше всего Шерром и Миллером[C5] по отношению вероятностей $K$-захвата и позитронного распада $Na^{22}$ (в эти два процесса интерференционные члены входят различным образом). Их результат

$$b_{GT} = -0{,}01 \pm 0{,}02. \tag{11,2}$$

Ряд других работ[C6—9], дают различные значения $b_{GT}$ в интервале $-0{,}15 \leqslant b_{GT} \leqslant 0{,}093$. Если мнимая часть, отвечающая (11,1), то же равна нулю (сохранение комбинированной четности), то отсюда следует, что надо выбирать между вариантами $(ST)$ и $(VA)$.

### б) Корреляция $e\nu$

Выбор между комбинациями $(ST)$ и $(VA)$ может быть сделан по измерению корреляции электрон — нейтрино.

Старые опыты для распада $He^{6}$[C10], на основании которых делалось заключение о тензорном варианте, сейчас опровергнуты. Опыты Аллена и др. с распадом $Cl^{34} \to Ar^{34}$[C11] согласуются лишь с комбинацией $(V, A)$. Этому выбору не противоречат и данные о распаде $Ne^{19}$[C12—13], которые согласуются с обеими возможностями, а также опыты с $Na^{24}$[C14] и $Ne^{23}$[C14a].

Точные значения корреляционных коэффициентов зависят от ядерных матричных элементов, и мы их не будем здесь обсуждать. Результаты опытов с $He^{6}$[C16] и $Li^{8}$[C17,20] согласуются с вариантом $VA$.

### в) Величина постоянных распада

Если нет интерференционных членов, то независимо от выбора комбинаций $(ST)$ или $(VA)$ вероятность $\beta$-распада определяется двумя постоянными $g_F$ и $g_{GT}$ или $A$ и $R$ (см. § 6), входящими в формулу для $ft_{1/2}$

$$ft_{1/2} = \frac{A}{\langle 1\rangle^2 + R\,\langle \sigma\rangle^2}. \tag{11,3}$$

Из распада $O^{14}$ (переход $0 \to 0$) определяется $A$[C16]

$$A = 6550 \pm 150 \text{ сек.}; \tag{11,4}$$

в последней работе[C4] из анализа данных по распаду трех зеркальных ядер $O^{14}$, $Al^{26*}$ и $Cl^{34}$ получается несколько меньшее значение*)

$$A = 6200 \pm 120 \text{ сек.} \tag{11,4'}$$

Распад нейтрона был исследован наиболее тщательно Сосновским, Спиваком и Прокофьевым, Кутиковым и Добрыниным[C3]. Их результат

$$t_{1/2} = 11{,}7 \pm 0{,}3 \text{ сек.} \tag{11,5}$$

Это дает для

$$ft_{1/2} = 1180 \pm 40 \text{ сек.} \tag{11,6}$$

Отсюда в комбинации с (11,5) получим

$$R = 1{,}52 \pm 0{,}08. \tag{11,7}$$

---

*) Уменьшение $A$ связано с новым значением граничной энергии $\beta$-спектра $O^{14}$. (D. A. Bromley et, неопубликованная работа, цитир. в [C4]).

Если принять значение (11,4), то

$$R = 1{,}42 \pm 0{,}08.$$

Постоянные распада получаются равными [C18]

$$\left.\begin{aligned} g_F &= 1{,}400 \pm 0{,}009 \text{ эрг см}^3 \cong 2{,}9\cdot 10^{-12}(mc^2)\left(\frac{\hbar}{mc}\right)^2, \\ g_{GT} &= 1{,}7 \pm 0{,}05 \text{ эрг см}^3 \cong 3{,}5\cdot 10^{-12}(mc^2)\left(\frac{\hbar}{mc}\right)^2. \end{aligned}\right\} \tag{11,8}$$

### г) Сохранение нейтринного заряда

Экспериментально показано, что в $\beta^-$- и $\beta^+$-распадах вылетают разные нейтральные частицы. Это показано из отсутствия реакций *) $\tilde{\nu} + Cl^{37} \to A^{37} + e^-$ ([D1]) (опыт, предложенный Понтекорво) под действием антинейтрин, вылетающих из котла. При этом известно, что наблюдается реакция, обратная распаду нейтрона $\tilde{\nu} + p \to n + e^+$ [D2, D11].

Тот же вывод следует из отсутствия безнейтринного двойного β-распада $Ca^{48} \to Ti^{48} + e^- + e^-$ [D3, D4] ср. [A5].

### д) Спиральность нейтрино

Спиральность нейтрино определена прямыми опытами Гольдгабера, Гродзинса и Суньяра [D5] по измерению поляризации ядра **), возникающего при $K$-захвате ядром $Eu^{152m}$. Так как в процессе $K$-захвата поляризация ядра отдачи такая же, как и вылетающего нейтрино, то это наиболее прямой опыт измерения спиральности нейтрино. Из этих опытов следует, что спиральность нейтрино равна $-1$.

Двухкомпонентность нейтрино может быть проверена, по соотношению между распадом нейтрона и обратной реакцией $\tilde{\nu} + p \to n \to e^+$. Если антинейтрино полностью поляризовано (двухкомпонентное), то отношение вероятности

$$\frac{w(\tilde{\nu} + p \to n + e^+)}{w(n \to p + e^- + \tilde{\nu})}$$

будет вдвое больше, чем для четырехкомпонентного нейтрино (при соответствующих энергиях частиц). Формально это связано с тем, что статистический вес в распаде нейтрона уменьшился вдвое (нет суммирования по спинам антинейтрино). Тогда из соотношений между прямым и обратным процессом

$$\frac{w\,(1 \to 2)}{\rho_2} = \frac{w\,(2 \to 1)}{\rho_1} \tag{11,9}$$

следует, что вероятность обратного процесса возросла вдвое.

Такие опыты, произведены Рейнесом и Коуэном [A6, D11]. Экспериментальное значение сечения, рассчитанного на одно нейтрино, в потоке из реактора оказалось равным

$$\sigma = 11 \pm 4\cdot 10^{-44} \text{ см}^2/\nu$$

или на один акт деления, считая, что каждое деление в реакторе создает 6,1 нейтрин

$$\sigma = 67 \pm 24\cdot 10^{-44} \frac{\text{см}^2}{\text{деление}}.$$

---

*) Данные о существовании этой реакции, появлявшиеся в 1957 г., оказались неверными.

**) Поляризация ядра измерялась по поляризации последующего γ-кванта.

Основная трудность в теоретической обработке данных состоит в определении энергетического спектра нейтрино. Такое определение было проведено наиболее тщательно Каттером и др. [D12] (ср. [D6]). На основании этих измерений в этой же работе было вычислено теоретическое значение сечения для продольного нейтрино

$$\sigma = 60 \pm 10 \cdot 10^{-44} \frac{см^2}{деление},$$

что находится в хорошем согласии с экспериментом. Можно отметить, что число нейтрин с энергией, достаточной для реакции (порог 1,804 *Мэв*), оказалось $2{,}0 \pm 0{,}2$ $\nu$/деление. Это дает для сечения, отнесенного на 1 нейтрино с энергией больше 1,8 *Мэв*, величину $31 \pm 4 \cdot 10^{-44}$ $см^2/\nu$.

К перечисленным данным о свойствах нейтрино можно еще добавить ссылки на оценку верхней границы массы нейтрино $\left(m_\nu < \frac{1}{500}\right.$ электронной массы [D9, D10]; ср. [A7]$\left.\right)$ и его магнитного момента ($\mu_\nu < 10^{-9}$ электронного магнетона Бора [D7]).

### е) Спиральность электронов

Если электрон имеет определенную спиральность, то во всех разрешенных переходах и во многих запрещенных он должен быть поляризован продольно и величина этой поляризации должна быть равна $-\beta(-v/c)$. Соответственно позитрон должен иметь поляризацию $+\beta$. Хотя существовали работы, в которых получались другие значения поляризации, в дальнейшем все они были опровергнуты и сейчас все существующие эксперименты подтверждают эти значения поляризаций как для электрона, так и для позитрона. Однако ошибки во всех опытах сравнительно велики ($\sim 15-20\%$) и дальнейшее уточнение результатов весьма существенно. Так как из существующих данных нельзя получить никаких новых сведений, кроме спиральности, то мы не будем здесь приводить численные данные, отсылая читателя к оригинальным статьям (раздел Е списка литературы).

### ж) Распад поляризованных ядер

Данные о спиральности электрона дают и измерения углового распределения электронов при распаде поляризованных ядер — эффект Ву. Эти опыты были проделаны для трех изотопов кобальта: $Co^{60}$, $Co^{58}$ и $Co^{56}$. Переходы в $Co^{58}$ и $Co^{56}$ принадлежат к типу $I \to I$, а потому величина поляризации электронов для этих переходов должна зависеть от интерференции $V$ и $A$ вариантов — формулы (8,21) — (8,23). Для $Co^{58}$ ($I = 2$) значение коэффициента $B$ в формуле (8,23) оказалось равным $\sim \frac{1}{3}$, что может быть согласовано с теорией, только если предположить, что интерференционный член отсутствует. $\left(\text{В этом случае } B = \frac{1}{I+1}.\right)$ Такая же картина наблюдается для $Co^{56}$ ($I = 4$). Экспериментальное значение $B = 0{,}222 \pm 0{,}021$, что опять хорошо согласуется с теоретическим значением $B = {}^1/_5$.

Для перехода $I \to I-1$ — случай $Co^{60}$ ($I = 5$) — опыт также подтверждает теоретическое значение $B = 1$.

Отсутствие интерференционных членов давало повод к предположению о несохранении временно́й четности. В этом случае, предположив, что $g_V = ig_A$, мы объясним отсутствие интерференции.

Однако действительность оказалась проще. Измерение отношений матричных элементов $\langle 1\rangle/\langle\sigma\rangle$ по угловому распределению $\gamma$-лучей из поляризованного кобальта показало, что это отношение весьма мало и это и есть реальная причина наблюдаемого явления. Для квадрата отношения этих элементов в случае распада $Co^{58}$ опыт дал значение $-0{,}003\pm0{,}005$[F5] вместо предполагавшегося ранее значения 0,12.

Малая величина $\langle 1\rangle$ объясняется большой разницей в строении начального и конечного ядер в распадах $Co^{56}$ и $Co^{58}$, так как в этих ядрах нейтроны и протоны находятся в разных оболочках. В модели оболочек и в предположении изотопической инвариантности поэтому матричный элемент $\langle 1\rangle$ должен быть равен нулю.

Наиболее интересным является исследование этого эффекта для поляризованного нейтрона. Хотя первые опыты [F6] находились в видимом противоречии с другими данными о спиральности электрона, последующие уточнения ликвидировали это противоречие.

Из формул (8,31) и (8,32) следует, что коэффициенты корреляции для электрона и нейтрино при вещественном $\lambda$ должны быть равны ($|\lambda|=1{,}2$): для электрона $-1{,}00\,(\lambda>0)$ или $-0{,}09\,(\lambda<0)$ и для антинейтрино $+0{,}09\,(\lambda>0)$ или $+1{,}00\,(\lambda<0)$. Опыт дал для этих двух величин [F7] значения $-0{,}11\pm0{,}02$ (электрон) и $0{,}88\pm0{,}15$ (антинейтрино) *), что согласуется с вариантом $(V, A)$ и вещественным отрицательным $\lambda$.

Если вещественность $\lambda$ (сохранение комбинированной четности) подтвердится опытами, то все постоянные β-распада окажутся известными.

Если вернуться к четырехмерной записи гамильтониана, для варианта $V$, $A$ (ср. (2,18), (2,23)), получим

$$H=2^{1/2}g_V\,(P\gamma_i N)\,[\bar{e}\gamma_i\,(1+\gamma_5)\,\nu]-$$
$$-g_A\,[\bar{P}\,(\gamma_i\gamma_5)\,N]\,[\bar{e}\gamma_i\,(1+\gamma_5)\,\nu]+\text{эрм. сопр.} \qquad (11{,}10)$$

Обозначая теперь $g_A/g_V=\Lambda$ $(\Lambda>0)$, мы приходим к гамильтониану

$$H=2^{1/2}g_V\,[\bar{P}\gamma_i\,(1+\Lambda\gamma_5)\,N]\,[\bar{e}\gamma_i\,(1+\gamma_5)\,\nu]+\text{эрм. сопр.}, \qquad (11{,}11)$$

введенному в теорию Фейнмана и Гелл-Манна (10,2).

### з) Корреляция е — поляризация γ

Корреляция е— поляризация $\gamma$ дает, в принципе, ту же информацию, что и эффект By. Для разрешенных переходов (которые мы только и рассматриваем) получается та же картина. Для $Co^{60}$ (переход $5\rightarrow4$) [G6] эксперимент дает значение коэффициента асимметрии $-0{,}41\pm0{,}08$. Теоретическое значение — формула (9,2)—равно 0,33. В наиболее полной работе [G5] исследован ряд переходов $(I\rightarrow I)$. В случае ядер $Na^{24}$ $(4^+\rightarrow4^+\beta^-)$ и $Co^{58}$ $(2^+\rightarrow2^+\beta^+)$ опыт находится в согласии с теорией, если считать, что интерференционный член мал. В этом случае теоретический коэффициент асимметрии, согласно (9,11), равен $\pm{}^1/_3 I$. Опыт дает для $Na^{24}$ $+0{,}07\pm0{,}04$ и для $Co^{58}$ $-0{,}14\pm0{,}07$. В случае $Na^{24}$, как и в случае $Co^{58}$, малая величина интерференционного эффекта связана с малостью матричного элемента $\langle 1\rangle$. Интересно, что в случае ядер $Sc^{44}$, $Sc^{46}$ и $V^{48}$ интерференционный эффект значителен. По оценке [G5] в этих распадах отношение матричных элементов $\langle 1\rangle/\langle\sigma\rangle$ равно для $Sc^{46}$, $\sim0{,}45$, для $Sc^{44}\sim{}^1/_5$ и для $V^{48}\sim{}^1/_5$. Это

*) Значения, приведенные на докладе на конференции в Женеве в июле 1958 г. Эти значения несколько отличны от тех, которые даются в [D7].

обстоятельство находится в согласии с другими данными о том, что после ядра $Ca^{40}$ регулярно заполняется оболочка $f^{5}/_{2}$, а потому распады всех трех ядер происходят без изменения числа нуклонов в оболочке, что и приводит к заметной величине матричного элемента$\langle 1 \rangle$. Значительный интерференционный эффект наблюдался также в распаде $Mn^{52}$ [G6,G7] и $Zr^{95}$ [G8].

### и) Сохранение комбинированной четности

В принципе сохранение комбинированной четности, может быть, проверялось двумя путями. Один из них состоит в измерении зависимости эффектов от энергии. При наличии интерференционных членов это позволит *определить мнимую или вещественную части произведений типа* $\mathrm{Re}\, g_V g_A^*$ $\langle 1 \rangle \cdot \langle \sigma \rangle$. Так как ядерные матричные элементы вещественны, то отсюда можно найти относительную фазу $g_V$ и $g_A$. До сих пор точность измерений еще недостаточна для такого анализа. Второй способ связан с несимметрией вылета, возникающего при нарушении временной симметрии в борновском приближении. Эти эффекты всегда маскируются кулоновским взаимодействием и их исследование требует использования легких ядер и быстрых электронов, в противоположность предыдущему методу, который, очевидно, тем чувствительнее, чем меньше энергия электронов и чем больше заряд ядра. Первым был проведен опыт с поляризованным $Co^{58}$ [F4]. В этом опыте измерялись асимметрии вылета электрона относительно плоскости, образуемой направлением поляризации ядра $\mathbf{l}$ и направлением $\mathbf{q}$ вылета $\gamma$-кванта (угол между $\mathbf{l}$ и $\mathbf{q}$ был 37°, ср. § 9). Наблюдавшаяся асимметрия не превышала возможный эффект кулоновского взаимодействия.

В другом опыте с поляризованным $Mn^{52}$ [G7] результат также не противоречил сохранению комбинированной четности.

Сохранение комбинированной четности, как мы уже говорили (§ 4), несовместим с существованием электрического дипольного момента у элементарных частиц.

Дипольный момент искался у нейтрона и у $\mu$-мезонов [H3]; результаты опытов были отрицательные: величина электрического дипольного момента (в единицах $eh/2mc$) для нейтрона оказалась $< 2{,}5 \cdot 10^{-9}$ и для $\mu$-мезона $< 10^{-2}$.

Наиболее чистый в принципе опыт был проведен Кларком и др. [F8], измерявшими корреляцию $\mathbf{e\nu}$ для поляризованного нейтрона (псевдовекторный эффект, см. § 8). В этом опыте авторы не обнаружили заметного псевдовекторного эффекта и, таким образом, также не обнаружили несохранения комбинированной четности. Однако точность этих опытов также еще очень невелика. Более точно этот эффект был исследован Бурги, Кроном, Новей и др.[F9], которые получили, что отношение постоянных имеет фазу, *отличающуюся от* $\pi$ *не более чем на* 8°.

Интересную возможность проверки сохранения комбинированной четности дает исследование спектра и поляризации RaE (Алиханов и др. [E2]). Теоретический анализ [B64]) показывает на то, что несохранение четности не превышает 10%. Исследование других эффектов с RaE представляет большой интерес.

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

### А. Обзоры (старая теория)

A1. E. J. Konopinsky a. L. M. Langer, Ann. Rev. Nuc. Sci. **2**, 261 (1953).
A2. Beta and Gamma Spectroscopy ed. K. Siegbahn, 1955.
A3. Я. Б. Зельдович, УФН **56**, 165 (1955) (общий обзор, сохранение нейтринного заряда).
A4. Я. Б. Зельдович, С. Ю. Лукьянов и Я. А. Смородинский, УФН **54**, 362 (1954) (двойной $\beta$-распад).

A5. Я. А. Смородинский, УФН **56**, 201 (1955) (легкие ядра).
A6. F. Reines a. C. L. Cowan, Nature **178**, 446 (1956).
A7. A. M. Feingold, Rev. Mod. Phys. **23**, 10 (1951) (таблицы ft).
A8. R. W. King, Rev. Mod. Phys. **26**, 327 (1954) (таблицы β-радиоактивных ядер).

B. Несохранение четности в β-распаде (теория)

B1. Reports ot the Sixths Rochester Conference of High Energy Physics N. Y., 1956.
B2. Reports of the Seventh Rochester Conference of High Energy Physics N. Y., 1957.
B3. T. D. Lee, a. C. N. Yang, Phys. Rev. **104**, 254 (1956) (первая работа) (перевод см. [B9]).
B4. Л. Иоффе, А. П. Рудик и Л. Б. Окунь, ЖЭТФ **32**, 396 (1957) (вариант с сохранением С).
B5. Л. Д. Ландау, ЖЭТФ **32**, 405 (1957) (комбинированная четность).
B6. Л. Д. Ландау, ЖЭТФ **32**, 407 (1957) (двухкомпонентное нейтрино), последние две работы см. также Nucl. Phys. **3**, 127 (1957).
B7. A. Salam, Nuovo Cimento **5**, 299 (1957) (перевод см. [B9]) (двухкомпонентное нейтрино).
B8. T. D. Lee, a. C. N. Yang, Phys. Rev. **105**, 1671 (1957) (двухкомпонентное нейтрино) (перевод см. [B9]).
B9. Новые свойства симметрии элементарных частиц, М., 1957 (основные работы).
B10. Янг Чжень-Нин, Проблемы современной физики, № 1 (1958) (лекции).
B11. И. С. Шапиро, УФН **61**, 313 (1957) (обзор).
B12. T. D. Lee, R. Oehme a. C. N. Yang, Phys. Rev. **106**, 340 (1957). (Отражение времени и заряда), перевод см. [B9].
B13. G. Lüders, Kgl. Videnskab. Selskab. Math. fys. medd. **28**, № 5 (1954) (теорема PCT).
B14. G. Lüders, Annals of Phys. **2**, 1 (1957).
B15. В. Паули, статья в сборнике Нильс Бор и развитие физики, М., 1958 (теорема PCT).
B16. B. Zumino, см. [B13].
B17. J. Schwinger, Proc. Nat. Acad. Sci. **44**, 223 (1958) (теорема PCT).
B18. J. Schwinger, Phys. Rev. **91**, 713 (1953) (теорема PCT).
B19. W. Pauli, Nuovo Cim. **6**, 204 (1957) (общие вопросы теории двухкомпонентного нейтрино).
B20. D. L. Pursey, Nuovo Cim. **6**, 266 (1957) (преобразование волновой функции нейтрино).
B21. G. Lüders, Nuovo Cim. **7**, 171 (1958) (преобразование Персей — Паули).
B22. K. M. Case, Phys. Rev. **107**, 307 (1957) (варианты теории двухкомпонентного нейтрино).
B23. A. Sokolov, Nuovo Cim. **7**, 240 (1958) (волновая функция нейтрино).
B24. K. Nishijima, Phys. Rev. **108**, 907 (1958) (условие равенства нулю массы нейтрино).
B25. В. Б. Берестецкий, Б. Л. Иоффе, А. П. Рудик и К. А. Тер-Мартиросян, Nucl. Phys. **5**, 464 (1958) (расчет эффектов).
B26. B. T. Feld, Phys. **107**, 797 (1957) (расчет эффектов).
B27. K. Adler, B. Stech a. A. Winther, Phys. Rev. **107**, 728 (1957).
B28. J. D. Jackson, S. B. Treiman a. H. W. Wyld, Phys. Rev. **106**, 517 (1957) (временная четность в распаде).
B29. Ю. В. Гапонов и В. С. Попов, ЖЭТФ **33**, 256 (1957), Nucl. Phys. **4**, 453 (1957) (e—γ-корреляция).
B30. А. З. Долгинов, Nucl. Phys. **5**, 512 (1957) (e—γ-корреляция).
B31. R. B. Curtis a. R. R. Lewis, Phys. Rev. **107**, 1381 (1957) (e—γ-корреляция).
B32. M. Morita a. R. S. Morita, Phys. Rev. **107**, 1316 (1957) (β—γ-корреляция).
B33. M. Morita, Phys. Rev. **107**, 1729 (1957) (e—γ-корреляция).
B34. M. Morita a. R. S. Morita, Phys. Rev. **109**, 2048 (1958) (первый запрет e γ-корреляции).
B35. M. Morita, Nucl. Phys. **6**, 132 (1958) (корреляция eνγ).
B36. R. Nataf, C. R. **246**, 1847, 1987 (1957) (e ν-корреляция из поляризованных ядер).
B37. J. D. Jackson, S. B. Treibman a. H. W. Wyld, Phys. Rev. Nucl. Phys. **4**, 206 (1957).
B38. M. E. Ebel a. G. Feldmann, Nucl. Phys. **4**, 213 (1957) (влияние кулоновского поля).
B39. G. Györgui a. H. Überall, Nucl. Phys. **5**, 405 (1957); **6**, 539 (1958) (поперечная поляризация электронов).
B40a. R. P. Feynmann a. M. Gell-Mann, Phys. Rev. **109**, 193 (1958) ($V$—$A$-взаимодействие) [перевод в Пробл. совр. физ., № 4 (1958)].

B41. E. C. Sudarshan a. R. E. Marshak, Phys. Rev. **109**, 1860 (1958) и доклад на конференции в Венеции (сент. 57) ($V$—$A$-взаимодействие).
B42. E. C. Sudarshan a. R. E. Marshak, Proc. of The, 1957, Padua-Venice Conf. Nuovo Cim. Suppl. (в печати).
B43. M. Gell-Mann, Phys. Rev. **111**, 362 (1958).
B44. Ли Цзян-Дао, Science **46**, 49 (1958), УФН **64**, 89 (1958) (Нобелевский доклад).
B45. Янг Чжень-Нин, Science **46**, 89 (1958), УФН **64**, 78 (1958) (Нобелевский доклад)
B46. А. З. Долгинов, ЖЭТФ **34**, 931 (1958) (поляризация атомного излучения после $K$-захвата).
B47. В. В. Анисович, А. А. Ансельм, ЖЭТФ **34**, 995 (1958) (захват $\tilde{\nu}$ в дейтерии).
B48. S. B. Treiman, Phys. Rev. **110**, 448 (1958) ($K$-захват).
B49. H. Frauenfelder, J. D. Jackson a. H. W. Wyld, Phys. Rev. **110**, 451 (1958) (поляризационные эффекты в $\beta$-распаде).
B50. M. Morita a. R. S. Morita, Phys. Rev. **110**, 461 (1958) (корреляции с $\gamma$-квантами и проверка временной четности).
B51. M. Morita, Phys. Rev. Lett. **1**, 112 (1958) (корреляция $e\nu,\alpha$-частица).
B52. В. Б. Берестецкий, ЖЭТФ **35**, 537 (1958) (поляризация при К-захвате).
B53. M. E. Rose a. R. L. Becker, Phys. Rev. Lett. **1**, 116 (1958) (поляризация электронов конверсии).
B54. M. L. Goldberger a. S. B. Treimann, Phys. Rev. **110**, 1478 (1958) (сохранение псевдовекторного тока).
B55. J. Bernstein a. R. Lewis (preprint) (векторное взаимодействие).
B56. G. Lüders a. B. Zumino, Phys. Rev. **110**, 1450 (1958) (теорема PCT).
B57. R. Jost, Helv. Phys. Acta **30**, 409 (1957) (теорема PCT).
B58. C. S. Wu a. L. Ledermann, Доклад на 2-й Женевской конференции (обзор), см. B59.
B59. 1958. CERN Conference on the High Energy Physics, Geneva, 1958.
B60. M. Morita, R. S. Morita a. M. Yamato, Phys. Rev. **111**, 237 (1958) (эффекты $S$-, $T$-взаимодействия).
B61. M. Morita, R. S. Morita a. M. Yamato, Phys. Rev. **111**, 1130 (1958) (продолжение B60).
B62. M. L. Goldberg a. S. B. Treiman, Phys. Rev. **111**, 354 (1958) (общая теория ядерных матричных элементов в $\beta$-распаде и $\mu$-захвате).
B63. Б. Л. Иоффе, ЖЭТФ **35** (1958), Nuovo Cim. **10**, 352 (1958) (перенормировка векторной постоянной).
B64. Б. В. Ишкин, А. П. Рудик, С. Э. Немировская, ЖЭТФ (в печати) (распад RaE).
B65. G. A. Jones a. F. Mandl, Nucl. Phys. **4**, 690 (1957) (поляризация запаздывающих нейтронов в $O^{17}$).

C. Основные эксперименты, не связанные с несохранением четности

C1. J. M. Robson, Phys. Rev. **83**, 349 (1951) (время жизни нейтронов).
C2. П. Е. Спивак, А. Н. Сосновский, А. Ю. Прокофьев и В. С. Соколов, Доклады Советской делегации на международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1955, Физические исследования, Изд. АН СССР, М., 1955, стр. 235 (время жизни нейтронов).
C3. А. Н. Сосновский, П. Е. Спивак, Ю. А. Прокофьев, И. Е. Кутиков, Ю. П. Добрынин, Доклад на Женевской конференции, 1958 г. (время жизни нейтронов), см. B59, ЖЭТФ (в печати).
C4. J. B. Gerhart, Phys. Rev. **109**, 897 (1958) (интерференционные члены $b_F$— численная величина фермиевской постоянной).
C5. R. Sherr a. R. H. Miller, Phys. Rev. **93**, 1076 (1954) (оценка $b_{GT}$).
C6. J. P. Davidson a. D. C. Peaslee, Phys. Rev. **91**, 1232 (1953) (оценка $b_{GT}$).
C7. A. V. Pohm, R. C. Waddel a. E. N. Jensen, Phys. Rev. **101**, 1315 (1956) (оценка $b_{GT}$).
C8. A. Schwarzschild, B. M. Rustad a. C. S. Wu, Bull. Amer. Phys. Soc. **1**, 336 (1956) (оценка $b_{GT}$).
C9. F. T. Porter, F. Wagner a. M. S. Freedman, Phys. Rev. **107**, 135 (1957) (оценка $b_{GT}$).
C10. B. M. Rustad a. S. L. Ruby, Phys. Rev. **97**, 991 (1955) (корреляция $e\nu$ в $He^6$).
C11. W. B. Hermannsfeldt, D. R. Makson, P. Stählin and. J. S. Allen, Phys. Rev. **107**, 641 (1957).
C12. W. P. Alford a. D. R. Hamilton, Phys. Rev. **105**, 673 (1957) (корреляция $e\nu$ в $Ne^{19}$).
C13. M. L. Goold a. E. J. Lauer, Phys. Rev. **105**, 213 (1957) (корреляция $e\nu$ в $Ne^{19}$).