

Член-корреспондент АН СССР Я. Б. ЗЕЛЬДОВИЧ

О РАСПАДЕ ЗАРЯЖЕННЫХ π -МЕЗОНОВ

С точки зрения π -мезона как составной частицы ⁽¹⁾ (ядра) очевидно, что первичными следует считать взаимодействия $N + \nu = P + e^-$, $N + \bar{\nu} = P + \mu^-$ (о несущественном здесь различии ν и $\bar{\nu}$ см. ^(2,3)).

Распад, например, π^+ на $e^+ + \nu$ или $\mu^+ + \nu$ по терминологии, принятой в теории β -процессов, классифицируется как $0 \rightarrow 0$ -переход с изменением четности ($0 \rightarrow 0$, да), поскольку из нечетного ядра π^+ (кроме легких фермионов) получается вакуум, четный по определению. Распад $\pi^+ = \pi^0 + e^+ + \nu$ есть $0 \rightarrow 0$ -переход без изменения четности ($0 \rightarrow 0$, нет) между подобными состояниями с одинаковым изотопическим спином $T=1$.

Отсюда сразу следует известный результат ^(4,5), что S -, V -, T -варианты β -взаимодействия не дают распада $\pi^+ = e^+ + \nu$; $\pi^+ = \mu^+ + \nu$. Распад разрешен лишь в A - и P -вариантах. Для электронного β -взаимодействия (в отличие от μ -мезонного) вариант A в настоящее время исключен экспериментально. Однако в последнее время считается, что вариант P входит в линейную комбинацию вариантов, описывающих β -распад ^(6,7); для этого варианта расчет вероятности распада дадим ниже. Сопоставление этого расчета с опытом позволит сделать выводы о возможной величине коэффициента, с которым вариант P входит в линейную комбинацию, описывающую β -взаимодействие нуклонов с легкими фермионами.

Для $\pi^+ = \pi^0 + e^+ + \nu$ распада по аналогии с обычным β -распадом ядер заключаем, что для V -варианта квадрат матричного элемента по ядру $M^2 = \langle 1 \rangle^2 = T(T+1) - T_z(T_z-1) = 2$, так что приведенное время такого процесса $f\tau$ такое же, что и в других $0 \rightarrow 0$ -переходах, например, $O_{14} \rightarrow N_{14}^*$ или $Cl_{34} \rightarrow S_{34}$, и равно ~ 2600 сек.

Подставляя энергию распада $\pi^+ \rightarrow \pi^0$, равную ⁽⁸⁾ $10,6 m_e c^2$, находим максимальный импульс электрона $p_m = m_e c \sqrt{(10,6)^2 - 1} = 10,6 m_e c$ (поправка на отдачу π^0 не превышает 2%) и по выражению f для больших энергий $f = 1/30 (p_m/m_e c)^5$ получаем, что $\tau_{\pi^+ \pi^0}^{-1} = 1,7 \text{ сек}^{-1}$. Эту величину надо сравнить с вероятностью $\pi \rightarrow \mu$ -распада ⁽⁹⁾ $\tau_{\pi \mu}^{-1} = 3,4 \cdot 10^7$.

Интересующий нас процесс распада $\pi^+ = \pi^0 + e^+ + \nu$ будет происходить в 1 случае на $2 \cdot 10^7$ обычных распадов $\pi^+ = \mu^+ + \nu$. Однако малая вероятность не исключает возможности наблюдения распада $\pi^+ = \pi^0 + e^+ + \nu$ при работе с мощным пучком искусственных мезонов; действительно, распад $\pi^+ = \pi^0 + e^+ + \nu$ в блоке замедлителя (в котором π^+ и e^+ останавливаются) будет давать весьма характерную картину: π^0 распадается на 2 γ -кванта с энергией около 65 Мэв каждый, а e^+ останавливается и аннигилирует, также давая 2 γ -кванта по 0,5 Мэв; в каждой паре γ -кванты летят в противоположные стороны.

В обычных ядрах в нерелятивистском приближении варианты S и V , дающие по нуклонам матричные элементы, соответственно, $\langle \beta \rangle$ и $\langle 1 \rangle$, дают совпадающие результаты для разрешенных пере-

ходов. π -мезон нельзя рассматривать нерелятивистски, поскольку он состоит из нуклона и антинуклона.

Обобщенная теорема Фарри показывает, что распад $\pi^+ = \pi^0 + e^+ + \nu$ через поляризацию вакуума разрешен в V -варианте и запрещен в S -варианте. При подсчете числа нечетных операторов следует учесть оператор τ_3 в выражении связи нейтрального мезона с нуклонами; поэтому нечетный оператор V дает отличный от нуля, а четный S равный нулю матричный элемент.

Выше собраны выводы о распаде мезонов, получающиеся из пространственной и зарядовой симметрии. Дальнейшее выяснение требует расчета расходящихся интегралов, которые в первом приближении теории возмущений описывают распад π -мезона в псевдоскалярном варианте β -взаимодействия (см. рис. 1а)

$$A = \frac{g g_P}{\pi i} \int \text{Sp } \gamma_5 (\hat{p} + \hat{q} - M)^{-1} \gamma_5 (\hat{p} - M)^{-1} d^4 p \quad (1)$$

и распад $\pi^+ = \pi^0 + e^+ + \nu$ в векторном варианте (см. рис. 1б и в).

$$B = B_1 + B_2,$$

$$B_1 = \frac{g^2 g_V}{\pi i} \int \text{Sp } \tau_- \gamma_5 (\hat{p} + \hat{q} - M)^{-1} \tau_+ \hat{b} (\hat{p} + \hat{q} - M)^{-1} \tau_3 \gamma_5 (\hat{p} - M)^{-1} d^4 p, \quad (2)$$

$$B_2 = \frac{g^2 g_V}{\pi i} \int \text{Sp } \tau_- \gamma_5 (\hat{p} + \hat{q} - M)^{-1} \tau_3 \gamma_5 (\hat{p} - M)^{-1} \tau_+ \hat{b} (\hat{p} - M)^{-1} d^4 p.$$

В последнем случае B_1 соответствует рис. 1б, B_2 — рис. 1в; операторы τ действуют на изотопические переменные нуклонов, $\hat{b} = (\psi_{e^+}^\dagger \gamma_\rho \psi_\nu) \cdot \gamma_\rho$.

Относительно первого процесса в литературе имеются следующие замечания: при одинаковом значении интеграла (1) вероятность распада $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu$ относится к вероятности распада $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$ как *

$$\tau_{\pi e}^{-1} / \tau_{\pi \mu}^{-1} = 6 (g_{Pe} / g_{P\mu})^2. \quad (3)$$

Множитель 6 зависит от большего выделения энергии при e^+ -распаде, что дает больший фазовый объем, и от несколько большего матричного элемента по легким частицам. Так как на опыте (10) $\tau_{\pi e}^{-1} / \tau_{\pi \mu}^{-1} \leq 7 \cdot 10^{-4}$, то $g_{Pe} \leq 0,01 g_{P\mu}$.

Следовательно, представления об «универсальном ферми-взаимодействии» нельзя понимать упрощенно, как равенство всех коэффициентов при всех инвариантах для $PN_{\mu\nu}$ - и $PN_{e\nu}$ -взаимодействий.

Для абсолютного расчета Штейнбергер (4) проводит регуляризацию формально, строя аналогично A выражения со вспомогательными M_i и коэффициентами C_i с соблюдением ряда условий: $\Sigma C_i M_i = 0$, $\Sigma C_i M_i^2 = 0$ и т. д. После этого он получает (приняв $g_P = g_{Te}$) вероятность распада $\pi \rightarrow \mu$ $\tau_{\pi \mu}^{-1} = 0,2 g^2 \text{сек}^{-1}$ и вероятность распада $\pi \rightarrow e$ $\tau_{\pi e}^{-1} = 0,7 g^2 \text{сек}^{-1}$. Первое значение даже при (11) $g^2 = 200$ в 10^6 раз меньше экспериментального. Отсюда Штейнбергер делает вывод, что $\pi \rightarrow \mu$ -распад не описывается поляризацией вакуума и $PN_{\mu\nu}$ -взаимодействием 4 фермионов. Взаимодействие $\pi = \mu + \nu$ он считает первичным, а взаимодействие $PN_{\mu\nu}$ — происходящим через виртуальное рождение π -мезонов, например, по схеме: $\mu^- + P = \pi^- + \nu + P = N + \nu$. Такой вывод еще в большей мере противоречит заманчивой идее универсального взаимодействия 4 фермионов (13) , поскольку электронный β -процесс заведомо не описывается схемами с виртуальными π -мезонами.

* Первый индекс при g (индекс P) означает псевдоскалярный вариант взаимодействия, второй индекс — μ или e — к каким частицам ($PN_{\mu\nu}$ или $PN_{e\nu}$) относится константа g .

Применим к вычислению A определение интеграла I , данное в заметке ⁽¹⁴⁾, формулы (1) и (2). По существу при этом делается предположение, что устранение расходимости и получение равенства $I = m_\pi^2$ (2) происходит за счет изменения смысла d^4p или факторов распространения, но не за счет изменения оператора γ_5 в связи нуклона с мезоном, иначе нарушилась бы аналогия между выражениями A и I .

Для вероятности электронного распада получим (выражение практически не зависит от m_e , так как электрон релятивистский)

$$\tau_{\pi e}^{-1} = 0,04 m_\pi^5 \hbar^{-7} c^{-4} g_{Pe}^2 (\hbar c / g^2) \quad (4)$$

и для μ -распада (отношение m_μ / m_π вошло в численный коэффициент)

$$\tau_{\pi \mu}^{-1} = 0,007 m_\pi^5 \hbar^{-7} c^{-4} g_{P\mu}^2 (\hbar c / g^2). \quad (5)$$

Для сравнения выпишем вероятность обычного β -распада:

$$\tau_\beta^{-1} = 0,016 m_e^5 \hbar^{-7} c^{-4} g_\beta^2 \mathcal{M}^2 f, \quad (6)$$

где $\mathcal{M}$ — матричный элемент, взятый по ядру, и f — см. выше.

Максимальное значение g , которое дает минимальную вероятность распада π , встречающееся в литературе ⁽¹¹⁾: $g^2 / 4 \pi \hbar c = 15$, $g^2 / \hbar c = 180$. Верхний предел, устанавливаемый опытом ⁽¹⁰⁾: $\tau_{\pi e}^{-1} \leq 7 \cdot 10^{-4}$ $\tau_{\pi \mu}^{-1} = 7 \cdot 10^{-4} \cdot 3,4 \cdot 10^7 = 2,5 \cdot 10^4 \text{ сек}^{-1}$, откуда по формуле (4)

$$g_{Pe} < 0,08 g_\beta = 0,08 g_{Te}. \quad (7)$$

Результат противоречит оценкам ^(7, 12), основанным на анализе спектра RaE (переход $0-0$, да)*, согласного которым $g_{Pe} \cong g_\beta$.

Для взаимодействия μ -мезонов с нуклонами в предположении, что взаимодействие описывается такими же вариантами, что и обычное β -взаимодействие, как известно, получается $g_\mu \cong g_\beta$, где $g_\mu = g_{S\mu}$ или $g_{V\mu}$ или $g_{T\mu}$ или $g_{A\mu}$.

Подставляя в (5) экспериментальное $\tau_{\pi \mu}$, найдем, что $g_{P\mu} \cong 9 g_\mu$. Если эффективное g взаимодействия π -мезонов с нуклонами меньше, то соответственно меньше и $g_{P\mu}$.

Если во взаимодействии μ с нуклонами действует только P -вариант, то главную роль играют переходы первого запрещения. Для K -захвата покоящегося μ -мезона:

$$g_{P\mu} (\psi_\nu^* \beta \gamma_5 \psi_\mu) \int e^{iq_\nu r} \psi_N^* \beta \gamma_5 \psi_P dV = g_{P\mu} \frac{q_\nu}{2Mc} (\psi_\nu^* \beta \gamma_5 \psi_\mu) \int \psi_N^* \vec{\sigma} \psi_P dV \quad (8)$$

(ср. доказательство эквивалентности псевдоскалярной и псевдовекторной связей).

Матричный элемент $(\psi_\nu \beta \gamma_5 \psi_\mu)$ того же порядка, что и матричные элементы по легким частицам в других вариантах.

Следовательно, в чистом P -варианте $PN\mu\nu$ -взаимодействия роль эффективной константы играет $g_{P\mu} \cdot q_\nu / 2Mc \cong 0,05 g_{P\mu}$. Приравнявая

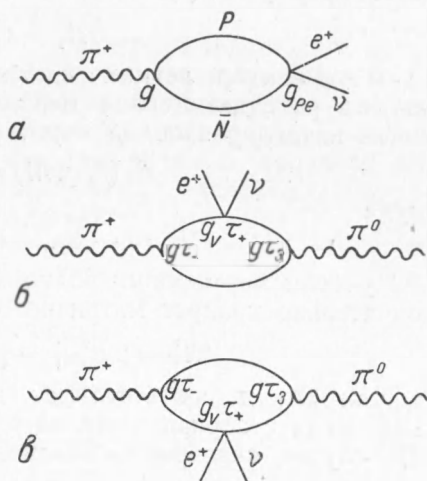


Рис. 1

* Примечание при корректуре. В последнее время это предположение подвергается сомнению, см. R. W. King, D. C. Peaslee, Phys. Rev., 94, 795 (1954).

ее $g_\mu = g_\nu$, получим (при $g^2/4\pi\hbar c = 15$) вычисленное по (5) $\tau_{\pi\mu}^{-1} = 2 \cdot 10^8$, в 3—4 раза больше экспериментального. Следовательно, распад $\pi = \mu + \nu$ может быть описан через поляризацию вакуума и $PN\mu$ -взаимодействие, в противоположность мнению Штейнбергера.

Распад $\pi^+ = \pi^0 + e^+ + \nu$ в литературе не рассматривался. Для того чтобы получить правила отбора, связанные с зарядовой симметрией и свойствами изотопического оператора τ_3 , воспользуемся формулами (2), в которых выписаны все изотопические операторы (для $\pi = e + \nu$ или $\pi = \mu + \nu$ их запись дает лишь тривиальности и была опущена).

Производя сперва суммирование по изотопическим переменным, заметим, что если в B_1 $\tau_+ \tau_+ \tau_3 = +1/\sqrt{2}$, то в B_2 $\tau_- \tau_- \tau_3 = -1/\sqrt{2}$. Следовательно, пространственная часть B_1 и B_2 входит с разными знаками; при составлении выражений B_1 и B_2 мы уже заранее пренебрегали разностью масс P и N , а также — в факторах распространения — 4-импульсом пары позитрон — нейтрино, равным разности 4-импульсов π^+ и π^0 , т. е. $m_{\pi^+} - m_{\pi^0}$. Эта разность, от которой зависит возможность распада $\pi^+ = \pi^0 + e^+ + \nu$, учитывается в расчете фазового объема, так что вероятность $\tau_{\pi^+\pi^0}^{-1} \sim (m_{\pi^+} - m_{\pi^0})^{-5}$.

В векторном варианте β -взаимодействия входящее в B_1 выражение в точности подобно выражению взаимодействия с электромагнитным полем (формулы (3) — (5) заметки (14)), так что найдем

$$B_1 = g_{ve} \sqrt{2} (bq), \quad (9)$$

где b — 4-вектор легких частиц с компонентами $b_\rho = \bar{\psi}_e \gamma_\rho \psi_\nu$; q — импульс распадающегося мезона. Далее заметим, что заменой переменной интегрирования $p' = p + q$ можно установить равенство

$$B_2(b, q, M) = B_1(b, -q, M), \quad (10)$$

откуда

$$B_1 = -B_2, \quad B = g_{ve} 2\sqrt{2} (bq). \quad (11)$$

С учетом нормировки волновых функций бозонов π^+ и π^0 получим окончательно квадрат матричного элемента перехода:

$$\mathcal{M}^2 = 2 g_{ve}^2 |\bar{\psi}_e \gamma_4 \psi_\nu|^2 = 2 g_{ve}^2 |\bar{\psi}_e^* \psi_\nu|^2, \quad (12)$$

что как раз и соответствует предположению, высказанному выше по аналогии с зеркальными ядрами, что $\mathcal{M}^2 = 2$.

В случае скалярного взаимодействия в B_1 и B_2 вместо оператора $\hat{b}$ стоит число (скаляр)

$$c = (\bar{\psi}_e \cdot 1 \cdot \psi_\nu) = (\bar{\psi}_e^* \beta \psi_\nu). \quad (13)$$

Рассматривая $B_1 = B_1(c, q, M)$ и $B_2(c, q, M) = B_2(c, -q, M)$ по симметрии, видим, что $B_1 = B_2$, $B = B_1 - B_2 = 0$, как и следует по теореме Фарри

Пользуясь случаем выразить благодарность Г. М. Гандельману, Л. Д. Ландау и Л. П. Феоктистову за дискуссии и помощь в работе.

Поступило
26 IV 1954

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ E. Fermi, C. N. Yang, Phys. Rev., **76**, 1739 (1949). ² F. Reines, C. L. Cowan, ibid., **92**, 830 (1953). ³ Я. Б. Зельдович, ДАН, **91**, 1317 (1953). ⁴ J. Steinberger, Phys. Rev., **76**, 1180 (1949). ⁵ M. Ruderman, R. Finkelstein, ibid., **76**, 1458 (1949). ⁶ R. E. Marshak, A. G. Petschek, ibid., **85**, 698 (1952). ⁷ D. C. Peaslee, ibid., **91**, 1447 (1953). ⁸ W. K. H. Panofsky, R. L. Aamodt, J. Hadley, ibid., **81**, 565 (1951). ⁹ L. M. Lederman, E. T. Booth, H. Byfield, J. Kessler, ibid., **83**, 685 (1951). ¹⁰ H. L. Friedman, J. Rainwater, ibid., **84**, 684 (1951). ¹¹ K. A. Brueckner, K. M. Watson, ibid., **92**, 1023 (1953). ¹² M. Ruderman, ibid., **89**, 1227 (1953). ¹³ R. Finkelstein, P. Kaus, ibid., **92**, 1316 (1953). ¹⁴ Я. Б. Зельдович, ДАН, **97**, № 2 (1954).