ЯФ, 1967, т.5, в.3, с.626-630

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р-2763

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

А.В. Тарасов

О РАСПАДЕ НЕЙТРАЛЬНЫХ ПИОНОВ НА ТРИ ФОТОНА

1966

Р-2763

А.В. Тарасов

О РАСПАДЕ НЕЙТРАЛЬНЫХ ПИОНОВ НА ТРИ ФОТОНА[x)]

Направлено в журнал "Ядерная физика"

[x)] Доложено на У1 Всесоюзной конференции по теории элементарных частиц в Ужгороде в октябре 1965 г.

В настоящей заметке сделана попытка дать некоторые теоретические оценки процесса $\pi^\circ \to 3\gamma$.

Найден общий вид амплитуды реакции. Показано, что при некоторых правдоподобных предположениях отношение вероятностей

$$R_{32} = \frac{w(\pi^\circ \to 3\gamma)}{w(\pi^\circ \to 2\gamma)} \le 10^{-9}.$$

Настоящий анализ проведен при подготовке эксперимента по поискам трехфотонного распада нейтрального пиона [1].

Процесс $\pi^\circ \to 3\gamma$, который может идти только при нарушении C-счетности в сильных или электромагнитных взаимодействиях, в последнее время обсуждался в ряде работ [2,3], особенно в связи с возможным нарушением CP.

Наиболее подробно угловые распределения, а также общие свойства амплитуды изучены в работе Берендса, который исходил при этом из простейшего эффективного гамильтониана, нарушающего T (CP). Он также оценил величину R_{32}, беря отношение определенным образом нормированных фазовых объемов обоих процессов и вводя фактор, предполагающий подавленность C-нарушающего взаимодействия по сравнению с обычным.

Полученное им в этих предположениях значение $R_{32} = 10^{-6}$ представляется нам несколько завышенным.

Более правильное значение этой величины получено в работе Гришина и Копылова [5]. Они рассчитали времена жизни гипотетических легких мезонов, которые могут распадаться на три или четыре γ-кванта, пользуясь "простейшим видом локального эффективного матричного элемента" (или, что одно и то же, локального лагранжиана). Их результаты непосредственно обобщаются на случай распада π° .

При этом их матричный элемент $0^{+-} \to 3\gamma$ с сохранением C и P может также описывать распад $0^{-+}(\pi^0) \to 3\gamma$ с нарушением C и P (CP сохраняется). Процессу $0^{--} \to 3\gamma$, рассматриваемому в работе [5], в нашей терминологии соответствует распад $\pi^\circ \to 3\gamma$ с нарушением C и сохранением P .

Однако в этой работе допущен ряд ошибок. Так, используемый авторами матричный элемент процесса $0^{--} \to 3\gamma$ обращается в нуль при симметризации по фотонным переменным (указание на это содержится также в работе Берендса). Они же получили из него ненулевое значение для вероятности.

Кроме того величина вероятности четырехфотонного распада (правда, векторной частицы) , приведенная в работе, нам кажется аномально малой.

Ниже будут приведены оценки вероятности трехфотонного и четырехфотонного распадов π^0 .

– – – – –

Инвариантная амплитуда A_3 трехфотонного распада для обоих возможных случаев – CP $A_3 = A_3$ (сохранение CP) и CP $A_3' = - A_3'$ (нарушение CP) – требованиями Лоренц-инвариатности и калибровочной инвариатности определяется с точностью до двух неизвестных функций и может быть представлена в виде:

$$A_3 = [1 + P(13) + P(23)]\{(t-u) f^1_{\rho\lambda} f^2_{\rho\lambda} f^3_{\mu\nu} k^1_\mu k^2_\nu \, a(s,t,u)\} + \\ + (s-t)(t-u)(u-s) f_{\mu\nu} f_{\nu\rho} f_{\rho\mu} b(s,t,u),$$

$$A_3' = [1 + P(13) + P(23).]\{(t-u) \overset{\approx}{f}{}^1_{\rho\lambda} f^2_{\rho\lambda} f^3_{\mu\nu} k^1_\mu k^2_\nu \, c(s,t,u) + \\ + (s-t)(t-u)(u-s) \overset{\approx}{f}{}^1_{\mu\nu} f^2_{\nu\rho} f^3_{\rho\mu} \, d(s,t,u)\} ,$$

причем функции a и c симметричны по последним двум, а b и d – по всем переменным.

Здесь:

$f^i_{\alpha\beta}$ – электромагнитный тензор в импульсном представлении, описывающий i -фотон;

$f_{\alpha\beta} = \frac{1}{2} \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} f^i_{\gamma\delta}$ – дуальный ему тензор;

$S = (k_1 k_2)$, $t = (k_1 k_2)$ и $u = (k_2 k_3)$ – скалярные произведения соответствующих четырех-импульсов.

Из соображений размерности

$$a \approx c \approx M_3^{-7} , \quad b \approx d \approx M_3^{-9}$$

M_3 – параметр с размерностью массы, характеризующий трехфотонный распад. Ясно, что таким параметром могут быть только массы заряженных адронов, на которые виртуально диссоциирует π^0 .

Поэтому $M_3 \geq m = m_\pi$.

Учитывая малость фазового объема, можно пренебречь функциональной зависимостью величин a и c и опустить b и d . Расчет показывает, что опущенные члены дают вклад в вероятность порядка $\frac{m^2}{M_3^2}$ по отношению к оставленным и поэтому не могут существенно изменить порядок ее величины. Таким образом, положим $a = e^3 \eta_3 M_3^{-7}$, $c = e^3 \eta_3' M_3^{-7}$, $b = d = 0$,

где e – элементарный заряд, а η – безразмерный параметр.

Полученный в этом приближении инвариантный матричный элемент совпадает с соответствующим выражением работы /5/ (процесс $0^{+-} \to 3\gamma$), а A_3' – работы /4/.

Имея в виду дальнейшее сравнение вероятности трехфотонного распада π^0 с вероятностью двух-и четырехфотонных распадов, сопоставим этим процессам простейшие инвариантные амплитуды

$$A_2 = \frac{e^2 \eta_2}{M_2} \tilde{\tilde{f}}^1_{\alpha\beta} f^2_{\alpha\beta} ,$$

$$A_4 = \sum_P \frac{e^4}{M_4^5} [\eta_4 f^1_{\alpha\beta} f^2_{\alpha\beta} f^3_{\gamma\delta} f^4_{\gamma\delta} + \xi_4 f^1_{\alpha\beta} f^2_{\beta\gamma} f^3_{\gamma\delta} f^4_{\delta\alpha}] ,$$

$$A_4' = \sum_P \frac{e^4}{M_4^5} [\eta_4' \tilde{\tilde{f}}^1_{\alpha\beta} f^2_{\alpha\beta} f^3_{\gamma\delta} f^4_{\gamma\delta} + \xi_4 \tilde{\tilde{f}}^1_{\alpha\beta} f^2_{\beta\gamma} f^3_{\eta\delta} f^4_{\delta\alpha}] .$$

Оценка параметров M и η и ξ будет дана ниже с помощью некоторых диаграмм. При оценке вероятности четырехфотонного распада в целях простоты будет использована амплитуда в виде $A_4 = e^4 \eta \sum_P f^1_{\alpha\beta} f^2_{\alpha\beta} f^3_{\gamma\delta} f^4_{\gamma\delta}$, поскольку остальные члены, очевидно, дают вклад того же порядка.

Проводя стандартные вычисления, получим для величин

$$w_{(n)} = \frac{1}{(2\pi)^{3n-4} \cdot n!\, 2m} \int \prod_{i=1}^{n} \frac{d^3 k^i}{2\omega^i} \delta^4 (P_\pi - \sum_{i=1}^{n} k^i) |A_n|^2$$

$$w_2 = a^2 \eta_2^2 \pi m \left(\frac{m}{M_2}\right)^2 ,$$

$$w_3 = a^3 \eta_3^2 m \left(\frac{m}{M_3}\right)^{14} \frac{1}{9!!(2)^{11}} ,$$

$$w_4 = \frac{a^4}{\pi} \quad \eta_4^2 \, m \left(\frac{m}{M_4}\right)^{10} \frac{1}{11!\,(2)^{12}} \quad ,$$

$$a = \frac{e^4}{4\pi} = \frac{1}{137} \quad ,$$

откуда

$$R_{32} = \frac{w_3}{w_2} \left(\frac{\eta_3}{\eta_2}\right)^2 \frac{a}{\pi} \quad \frac{1}{(2)^{11}9!!} \left(\frac{m}{M_3}\right)^{14} \left(\frac{m}{M_2}\right)^{-2}$$

$$R_{43} = \frac{w_4}{w_3} \approx \left(\frac{\eta_4}{\eta_3}\right)^2 \frac{a}{3\pi} \left(\frac{m}{M_4}\right)^{10} \left(\frac{M_3}{m}\right)^{14}.$$

Перейдем теперь к оценке параметров M, η, ξ.

Как показал Швингер /6/, двухфотонный распад пиона довольно хорошо описывается простой диаграммой (рис. 1), с протон-антипротонной парой в промежуточном состоянии.

В этом случае $M_2 = M_p$, $1\eta = \frac{g_{\pi pp}}{8\pi^2}$

Расчет аналогичной диаграммы (рис. 2) в четырехфотонном случае связан лишь с техническими трудностями. Чтобы упростить счет, дираковское взаимодействие $e\gamma^\mu A_\mu$ в электромагнитных вершинах было заменено паулиевским $\frac{\mu e}{8M} \sigma_{\mu\nu} F_{\mu\nu}$.

Для этой модели $M_4 = M_p$,

$$\eta_4 = -\frac{g\mu^4}{8\pi^2} \cdot \frac{1}{128} , \quad \eta_4' = 5\eta , \quad \xi = 32\eta_4 , \quad \xi_4' = 48\eta_4 .$$

В трехфотонном случае аналогичная диаграмма (рис. 3) со спинорными частицами в промежуточном состоянии дает ненулевой результат, если тольно их массы различны, т.е. играют роль магнитные переходы типа $\Sigma^0 \to \lambda\gamma$.

В этом случае нарушение C можно производить либо в сильной, либо в электромагнитной вершинах.

Для этой модели $M_3 = \frac{M_\Sigma + M_\lambda}{2}$,

$$\eta_3 = \frac{g_{\pi\Sigma\lambda}}{8\pi^2} \quad \frac{\mu^3(M_\Sigma y - M_\lambda)}{1260} \qquad \eta_3 \approx 2\eta .$$

В случае, если промежуточные частицы векторные, то, выбирая в качестве C -нарушающего механизма ток Ли /7/

$$K_\mu = ie\beta \frac{\partial}{\partial x_\mu} (\overline{\omega_\mu^\circ} \, \Phi_\nu - \overline{\omega_\nu^\rho} \, \Phi_\mu)$$

и удерживая при оценках главные члены, получим

$$M_3 = M_{\omega(\Phi)} \quad , \quad \eta_3 = \frac{1}{8\pi^2} \, \frac{\lambda_{\pi\omega\Phi}}{M_3} \, \frac{\beta^3}{24}$$

$\lambda_{\pi\omega\Phi}$ – константа $\pi\omega\Phi$ – связи, имеющая размерность массы, β – безразмерная константа, характеризующая интенсивность C – нарушающего взаимодействия в отношении к обычному. Расчеты работы /5/ соответствуют $M = m$, $\eta = (4\pi)^{-3/2}$.

Из приведенных оценок видно, что множитель $\left(\frac{\eta_3}{\eta_2}\right)^2 \left(\frac{m}{M_3}\right)^{14} \left(\frac{M_2}{m}\right)^2$ можно считать меньшим единицы, даже не предполагая дополнительной малости C –нарушающего взаимодействия и тогда

$$R_{32}^{\ L} \approx \frac{\alpha}{2\pi} \, 10^{-6} \approx 10^{-9} .$$

Отсюда следует, что рассматриваемый процесс не может служить хорошим индикатором сохранения C –четности в сильных и электромагнитных взаимодействиях, так как он подавлен кинематически.

Что касается величины R_{43}, то нельзя утверждать, исходя из приведенных оценок, что она заведомо мала. При некоторых (реалистических) значениях входящих в нее параметров она может сравниться с единицей, а это означало бы, что в поисках трехфотонного распада π^0 нужно специально исключить фон от четырехфотонного распада.

Я благодарен В.М. Кутьину, Л.И. Лапидусу и В.И. Петрухину за многочисленные полезные обсуждения вопросов, затронутых в работе.

Литература

1. В.П. Кутьин, В.И. Петрухин, Ю.Д. Прокошкин. Письма ЖЭТФ, т. 2, вып. 8 387 (1965).
2. J. Prentky and M. Veltman, Phys. Letters, 15, 88 (1965).
3. J. Berstein, G. Feinberg, T.D. Lee. Phys. Rev. 139, B 1650 (1965).
4. F.A. F.A. Berends. Phys. Letters. 16, 178 (1965).
5. В.Г. Гришин, Г.И. Копылов. Препринт ОИЯИ Р-1750, Дубна 1964.
6. J. Schwinger. Phys. Rev. 82, 664 (1951).
7. T.D. Lee. Phys. Rev. 140, B967 (1965).

Рукопись поступила в издательский отдел
26 мая 1966 г.

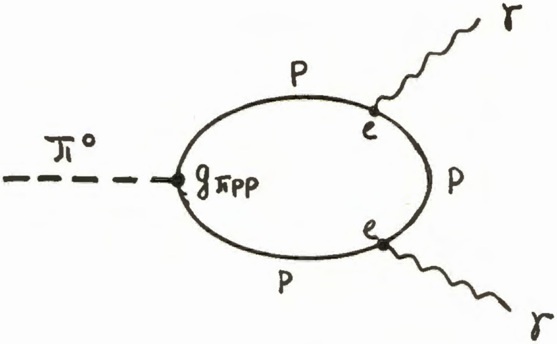

Рис. 1.

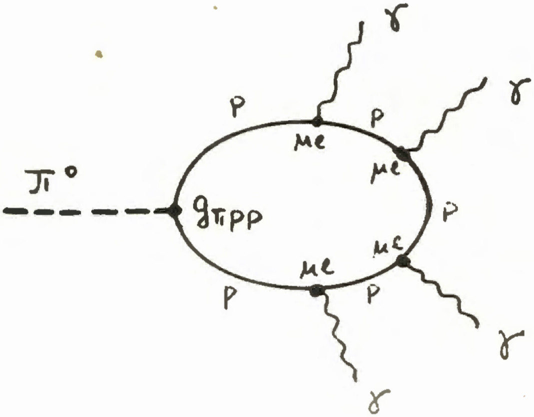

Рис. 2.

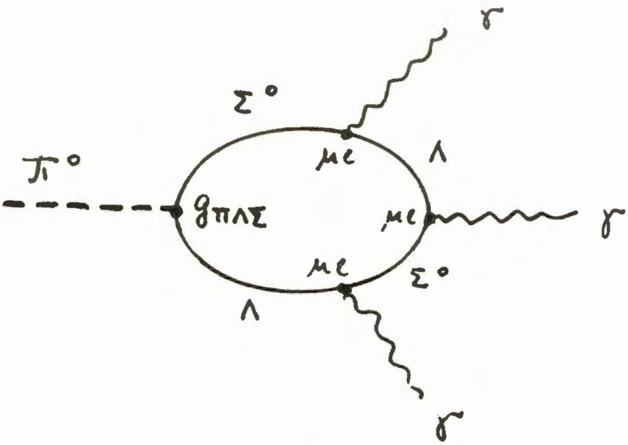

Рис. 3.