

С 346.Уа
0-527

99, 1966, т. 4, № 6, с. 1202-

1206.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Д - 2768



Л. Окунь, Б. Понтекорво, К. Руббиа

ЧЕТЫРЕХЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ
 π - И К - МЕЗОНОВ И ВОЗМОЖНЫЕ АНОМАЛЬНЫЕ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЛЕПТОНОВ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1966

Д - 2768

Л. Окунь, Б. Понтекерво, К. Руббиа

ЧЕТЫРЕХЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ
 π - И K -МЕЗОНОВ И ВОЗМОЖНЫЕ АНОМАЛЬНЫЕ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЛЕПТОНОВ

Направлено в ЯФ

4299/2 up

Объединенный институт
ядерной энергии
БНП, ИИЯТ

1. Введение

В этой заметке мы обсудим возможность получения информации о пределах применимости квантовой электродинамики путем исследования некоторых редких распадов мезонов.

Как известно, четырехлептонные распады π - и K - мезонов

$$\pi \rightarrow \mu \nu e^+ e^-, \quad (1) \qquad \pi \rightarrow e \nu e^+ e^-, \quad (2)$$

$$K \rightarrow \mu \nu e^+ e^-, \quad (3) \qquad K \rightarrow \mu \nu \mu^+ \mu^-, \quad (4)$$

$$K \rightarrow e \nu e^+ e^-, \quad (5) \qquad K \rightarrow e \nu \mu^+ \mu^-, \quad (6)$$

должны идти за счет виртуального электромагнитного взаимодействия (например ^{/1/} $\pi \rightarrow \mu \nu \gamma \rightarrow \mu \nu e^+ e^-$). Ниже мы обсудим возможный вклад в эти распады гипотетических взаимодействий типа

$$F_{ee} (\bar{e} e) (\bar{e} e), \quad (7)$$

$$F_{e\mu} (\bar{e} e) (\bar{\mu} \mu), \quad (8)$$

$$F_{\mu\mu} (\bar{\mu} \mu) (\bar{\mu} \mu). \quad (9)$$

2. Что известно об аномальных взаимодействиях лептонов ?

Ограничения на величины констант F могут быть получены из данных по встречным пучкам $e^+ e^-$ и $e^- e^+$, по g_{e-2} и $g_{\mu-2}$, по рассеянию $e p$ и μp , по образованию так называемых "тройников" и из других опытов.

В рассеянии $e^+ e^-$ взаимодействие (7) входит таким образом, что как бы модифицирует фотонный пропагатор. Если взаимодействие (7) векторное, то

$$\frac{4\pi\alpha}{q^2} \rightarrow \frac{4\pi\alpha}{q^2} + F_{ee} \quad (10)$$

Из экспериментальных данных по рассеянию встречных электронных пучков (с энергией по 300 Мэв каждый) следует, что фотонный формфактор имеет вид ^{/2/}:

$$|1 - \frac{\lambda^2}{4\Lambda^2}|^{-1}, \text{ где } |\Lambda| \geq 0,55 \text{ Гэв/с (для } \Lambda^2 > 0)$$

и $|\Lambda| \geq 0,98 \text{ Гэв/с (для } \Lambda^2 < 0)$. Отсюда можно заключить, что

$$F_{ee} \approx \frac{4\pi\alpha}{\Lambda^2} \leq (1,8 \text{ Гэв/с})^{-2}. \quad (11)$$

Подчеркнем, что оценка (11) справедлива для векторного варианта взаимодействия (7) и, вообще говоря, будет иной для других вариантов: S, P и т.д.

Данные по встречным пучкам e^+e^- пока отсутствуют.

Из данных по $g_{\mu-2}$ также можно получить ограничения на эффективную величину F_{ee} . Если это взаимодействие обусловлено обменом векторным мезоном, то (см. ниже (14)):

$$\frac{\delta\mu_e}{\mu_e} \approx \frac{F m_e^2}{12 \pi^2}, \quad (12)$$

где μ_e - магнитный момент электрона, а m_e - масса электрона. При $\frac{\delta\mu_e}{\mu_e} = 3 \cdot 10^{-8}$ отсюда следует, что

$$F < (0,25 \text{ Гэв/с})^{-2}. \quad (13)$$

Количественные экспериментальные данные по электронным "тройникам" пока отсутствуют.

Таким образом, наиболее сильное ограничение на величину F_{ee} налагает результат опыта по встречным пучкам e^+e^- (см. соотношение (11)).

Что касается величин $F_{e\mu}$ и $F_{\mu\mu}$, то наиболее жесткие ограничения на них налагают измерения $g_{\mu-2}$ ^{/3/}. Если соответствующие взаимодействия обусловлены обменом гипотетическим бозоном χ^0 (см. рис. 1), то ^{/4,5/}

$$\frac{\delta\mu_\mu}{\mu_\mu} = \frac{F m_\mu^2}{12 \pi^2}. \quad (14)$$

Согласно ^{/3/} $\delta\mu_\mu / \mu_\mu < 5 \cdot 10^{-6}$, откуда следует, что

$$F_{\mu\mu}, F_{e\mu} < (2,5 \text{ Гэв/с})^{-2}. \quad (15)$$

Примерно такой же порядок величины получается и в том случае, если взаимодействия (8) и (9) являются истинно четырехфермионными. Используя для оценки диаграмму рис. 2, можно получить (аналогичный расчет для процессов $\mu \rightarrow e\gamma$ см. в ^{/8/}):

$$\frac{\delta \mu_{\mu}}{\mu_{\mu}} \approx \frac{F^2 \Lambda^2 m_{\mu}^2}{(2\pi)^4} \ell_n \frac{\Lambda}{m_{\mu}}, \quad (16)$$

где Λ — энергия обрезания.

Предполагая, что взаимодействие обрезает само себя, можно положить $\frac{F \Lambda^2}{2\pi^2} = 1$, тогда

$$\frac{\delta \mu_{\mu}}{\mu_{\mu}} \approx \frac{F m_{\mu}^2}{(2\pi)^2} \ell_n \frac{\Lambda}{m_{\mu}}. \quad (17)$$

Так как учет обрезания сделан очень грубо, не следует придавать значения различиям в численных множителях выражений (14) и (17) и даже логарифму в выражении (17). Таким образом, можно думать, что оценка (15) является устойчивой.

3. Оценки вероятностей распадов (1)–(8)

Рассмотрим теперь, какие сведения о взаимодействиях (7)–(9) могут дать распады (1)–(8), идущие (см. рис. 3) в порядке FG где G — константа слабого взаимодействия ($G = 10^{-5}/m_p^2$).

Вероятность распада $\pi \rightarrow e e \nu$, согласно диаграмме 3, для векторного варианта взаимодействия (7) равна:

$$W_{\pi \rightarrow e e \nu} = \frac{G^2 f^2 F^2 m_{\pi}^2}{2^{18} 15 \pi^5}, \quad (18)$$

где f — амплитуда распада $\pi \rightarrow e \nu$, через которую вероятность этого распада выражается следующим образом:

$$W_{\pi \rightarrow e \nu} = \frac{G^2 f^2 m_{\pi}^2}{8 \pi^2} m_e^2. \quad (18)$$

Величины, близкие к (18), получаются и для других вариантов взаимодействия (7).

Аналогичные соотношения связывают вероятности распадов $K \rightarrow e e \nu$ и $K \rightarrow e \nu$. Испускание мюонов вместо электронов приводит к уменьшению фазового объема. В таблице I приведены грубые оценки относительных вероятностей R распадов (1)–(8). Относительная вероятность R определяется как отношение $\frac{\Gamma}{\Gamma_{tot}}$ где Γ — ширина данного процесса, а Γ_{tot} — полная ширина π — или K — мезона.

Таблица 1

№	Процесс	R_{st}	$\frac{R_{lim}}{R_{st}}$ (%)	$\sqrt{q^2}_{max}$
1.	$\pi \rightarrow \mu \nu e^+ e^-$	10^{-11}	2,5	$m_\pi - m_\mu$
2.	$\pi \rightarrow e \nu e^+ e^-$	10^{-9}	17	m_π
3.	$K \rightarrow \mu \nu e^+ e^-$	$10^{-6} - 10^{-7}$	2,5	$m_K - m_\mu$
4.	$K \rightarrow \mu \nu \mu^+ \mu^-$	$10^{-8} - 10^{-9}$	2,5	$m_K - m_\mu$
5.	$K \rightarrow e \nu e^+ e^-$	$10^{-6} - 10^{-7}$	17	m_K
6.	$K \rightarrow e \nu \mu^+ \mu^-$	10^{-7}	2,5	m_K

В таблице 1 R_{st} оценено для стандартной величины $F = (1 \text{ Гэв/с})^{-2}$ в соответствии с выражением (18) и последующими замечаниями; R_{lim} отвечает предельной относительной ширине, оцененной в предположении, что $F_{ee} = (1,6 \text{ Гэв/с})^{-2}$; $F_{e\mu}, F_{\mu\mu} = (2,5 \text{ Гэв/с})^{-2}$; $\sqrt{q^2}_{max}$ - максимальная масса лептонной пары.

Из малости приведенных в таблице значений R_{lim} следует, что необходимо провести крайне трудные опыты, чтобы в распадах (1)-(6) достичь той же точности проверки квантовой электродинамики, которая имеется в уже выполненных экспериментах. Однако при решении вопроса о целесообразности постановки соответствующих опытов следует иметь в виду, что ограничения на величины $F_{e\mu}$ и $F_{\mu\mu}$, полученные на основе s_μ^{-2} могут содержать значительные теоретические неопределенности, связанные с интегрированием по импульсам виртуальных частиц.

Что касается распадов, содержащих F_{ee} , то они дают информацию, не тождественную той, которая получается, например, из опыта по рассеянию e^-e^- , так как один из четырех электронов в диаграмме рис. 3 виртуален, в то время как в меллеровском рассеянии все четыре электрона реальны.

Поэтому представляются разумными поиски обсуждаемых процессов даже на уровне, не достигающем R_{lim} . Во всяком случае представляет интерес регистрация чисто электромагнитных процессов, к обсуждению которых мы сейчас и переходим.

4. Электромагнитный фон

Как уже отмечалось выше, распады (1)-(6) могут идти за счет обычного электромагнитного взаимодействия. Чтобы обнаружить аномальные взаимодействия (7)-(9) на фоне электромагнитного, следует на опыте отбирать такие распады, в которых

q^2 - квадрат 4-импульса лептонной пары - близок к своему максимальному значению q_{\max}^2 (см. таблицу 1). С точки зрения электромагнитного фона имеется важное различие между распадами (1),(3),(4), с одной стороны, и распадами (2), (5),(6) - с другой.

В распадах (1),(3),(4) (в этих распадах пара образуется виртуальным мюоном) аномальное взаимодействие проявилось бы на фоне электромагнитного при $F \approx \frac{4\pi\alpha}{q_{\max}^2} = \frac{1}{16} \frac{1}{q_{\max}^2}$

Отсюда следует, что распад (1) практического интереса не представляет, если только не исследовать его дифференциальной вероятности с очень высокой точностью при $q^2 \approx q_{\max}^2$. Распады же (3) и (4) могли бы при исследовании их характеристик вблизи $q^2 \approx q_{\max}^2$ с точностью порядка единицы дать сведения о величинах $F \geq 0.1 (m_k - m_\mu)^{-2} \approx (1,2 \text{ ГэВ/с})^{-2}$.

Значительно меньшим может оказаться фон от обычных электромагнитных пар внутренней конверсии в распадах (2),(5),(6). Это связано с тем, что матричные элементы тормозного испускания виртуальных фотонов в этих распадах малы. Дело в том, что тормозные виртуальные фотоны не могут изменить "вынужденную" спиральность электронов, имеющуюся в распадах $\pi \rightarrow e \nu$ и $k \rightarrow e \nu$, и поэтому амплитуды "тормозных" распадов пропорциональны m_e . Что же касается испускания пары $e^+ e^-$ или $\mu^+ \mu^-$ за счет взаимодействий (7)-(8), то при этом спиральность электрона может быть естественной, и малый множитель не возникает (если только эти взаимодействия не сводятся к модификации фотонного пропагатора). Поэтому в распаде (2), где испускание фотонов из блока виртуальных адронов мало, можно ожидать, что электромагнитный фон широких пар будет несущественен при $q^2 \approx q_{\max}^2 \approx m_\pi^2$, если $F \geq \frac{4\pi\alpha}{m_\pi^2} \frac{m_e}{m_\pi} \approx (8 \text{ ГэВ})^{-2}$. В случае распадов (5) и (6) должно быть существенным испускание виртуальных фотонов виртуальными адронами, поэтому оценка $F \geq \frac{4\pi\alpha}{m_k^2} \frac{m_e}{m_k}$ является слишком сильной и разумно ожидать, скажем, что могут быть получены сведения о $F \geq 0,1 \frac{4\pi\alpha}{m_k^2} \approx (5 \text{ ГэВ})^{-2}$.

5. Заключительные замечания

Выше мы рассматривали взаимодействия (7)-(9), которые сохраняют мюонный заряд. Если существует не слабое взаимодействие типа

$$F'_{e\mu} (\bar{\mu} e)(\bar{\mu} e), \quad (20)$$

изменяющее мюонный заряд на две единицы (7,8), то должны существовать распады типа

$$K^+ \rightarrow e^+ e^+ \mu^- \nu, \quad (21)$$

$$K^+ \rightarrow \mu^+ \mu^+ e^- \nu \quad , \quad (22)$$

$$\pi^+ \rightarrow e^+ e^+ \mu^- \nu \quad . \quad (23)$$

Диаграмма, описывающая распад (22), приведена на рис. 4.

В заключение сделаем несколько замечаний экспериментального характера.

Повски процесса (2) следует, по-видимому, осуществить при помощи искровых камер на лучке остановившихся π^+ -мезонов.

Что касается процессов (С)-(В), (21), (22), то некоторое представление о верхней границе для них может быть установлено даже на основе анализа уже имеющихся снимков распадов K^+ -мезонов в пузырьковых камерах.

Поиски распада $K \rightarrow \mu \mu \mu \nu$ могли бы быть осуществлены в опыте, постановка которого напоминает нейтринные опыты: пучок K^+ -мезонов распадается на лету, три мюона детектируются при помощи комбинации магнитного спектрометра и толстых поглотителей. Трудности при такой постановке опыта связаны не с малой вероятностью явления, а с фоном.

Авторы благодарны И.Ю. Кобзареву, С.М. Коренченко, Л.И. Лапидусу, А.И. Мухину, В.И. Петрухию за интересные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. С.А. Пикин, Ю.И. Харкац. ЯФ, 1, 281 (1985).
2. F.M.Pirkin. Proc. Oxford Conf., 1965, p.87.
(данные из обзорного доклада).
3. S.Charpak, F.Farley, R.Garwin, T.Miller, J.Sens, A.Zichichi. Nuovo Cim., 37, 1241 (1965).
4. И.Ю. Кобзарев, Л.Б. Окунь. ЖЭТФ, 41, 1205 (1961).
5. И.Ю. Кобзарев. Вопросы физики элементарных частиц. Ереван, 1982, стр. 244.
6. Б.Л. Иоффе. ЖЭТФ, 38, 1608 (1960).
7. Б. Понтекорво. ЖЭТФ, 33, 549 (1957).
8. M.Moravcsik, R.Spitzer. Phys. Rev., 13, 655 (1965).

Рукопись поступила в издательский отдел
2 июня 1986 г.

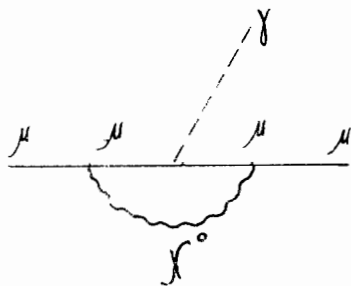


Рис.1.

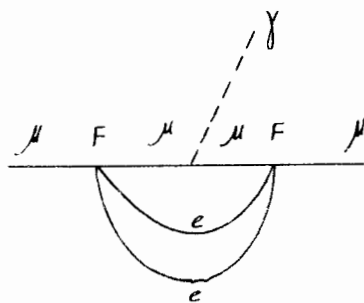


Рис.2.

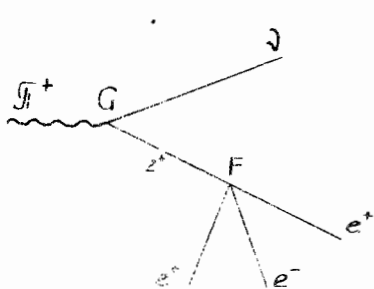


Рис.3.

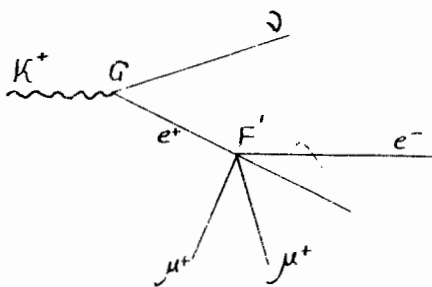


Рис.4.