

С 346.58

A-564



АЛЬБРЕХТ, К.Ф. и др.

Б1-7175.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Б1-7175

ДЕПОНИРОВАННАЯ ПУБЛИКАЦИЯ

Дубна 1973

Б1-1111

Объединенный институт ядерных исследований

Берлин-Будапешт-Дубна-Прага-София сотрудничество

К.Ф.Альбрехт, В.К.Бирулев, Л.Вестергомби, А.С.Вовенко,
Я.Вотруба, В.Генчев, Я.Гладки, Т.С.Григалашвили, Б.Н.Гуськов,
Ф.Дежк, В.Кекелидзе, Л.Кши, В.Г.Кривохижин, В.В.Кухтин,
А.Л.Любимов, М.Ф.Лихачев, А.Маер, И.Манно, П.Марков, Э.Надь,
М.Новак, А.Прокеж, Х.Рызек, И.А.Савин, Ю.И.Саломатин,
Л.В.Сильвестров, В.Е.Симонов, Г.Г.Тахтамышев, П.Т.Тодоров,
Л.Урбан.

ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЦИОННЫХ РАСПАДОВ

НЕЙТРАЛЬНЫХ КАОНОВ

(дополнение к предложениям экспериментов на
нейтральном канале ускорителя ИФВЭ).

с.р. 3697

Рукопись поступила
в издательство ЦЕНТРАЛЬНЫХ
КАБИНЕТОВ НАУКИ И ТЕХНИКИ
1973 г.

Р. Калы

Объединенный институт
ядерных исследований
Библиотека

г. Дубна, 1973 г.

В разработанных нами ранее предложениях экспериментов по поискам радиационных распадов нейтральных каонов ^{x)} было указано важное принципиальное значение исследования слабоэлектромагнитных распадов этих частиц, была кратко сформулирована некоторая общая программа этих исследований и содержались предложения по поискам распадов $K_S^0 \rightarrow 2\gamma$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$. В настоящем дополнении указывается возможность поиска распада $K_L^0 \rightarrow \pi\mu\nu\gamma$ одновременно с поиском распада $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ и содержится предложение эксперимента по исследованию распада $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$ с целью поиска η_2 - мезона.

I. ПОИСК РАСПАДА $K_L^0 \rightarrow \pi\mu\nu\gamma$

С помощью установки, предложенной для поиска распадов $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ и $K_L^0 \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ (см. I, рис. 4) может одновременно производиться также поиск экспериментально ещё не обнаруженного распада $K_L^0 \rightarrow \pi^\pm\mu^\mp\nu\gamma$.

Этот распад должен в основном происходить за счёт тормозного излучения при распаде $K_L^0 \rightarrow \pi^\pm\mu^\mp\nu$, и его вероятность может быть достаточно точно рассчитана, если сделать определенные предположения.

В работах /1/ эти расчёты для радиационных $K_{\mu 3}^0$ и $K_{e 3}^0$ распадов были сделаны в предположениях о CP -инвариантности, V -A теории, правилах $|\Delta I| = 1/2$ и $\Delta Q = \Delta S$ и μ -e- универсальности. Согласно этим расчётам, зависящая от энергии фотона доля распадов с испусканием фотона при $E_\gamma > 30$ Мэв должна составлять

x) БИ-И-6826, Дубна, 1972 г. В дальнейшем обозначается I.

$$\frac{\Gamma(K^0 \rightarrow \pi^+ \mu^- \nu \gamma)}{\Gamma(K^0 \rightarrow \pi^+ \mu^- \nu)} = \frac{\Gamma(K^0 \rightarrow \pi^- \mu^+ \nu \gamma)}{\Gamma(K^0 \rightarrow \pi^- \mu^+ \nu)} \approx 2,2 - 2,3 \times 10^{-3}$$

т.е.
$$\frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi \mu \nu \gamma, E_\gamma > 30 \text{ МэВ})}{\Gamma_L} \approx 5 \times 10^{-4}.$$

Поэтому наблюдение этого распада является вполне реальным^{х)}. С точки зрения физики процесса наибольший интерес представляло бы заметное отклонение измеренной величины $\frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi \mu \nu \gamma, E_\gamma > E_0)}{\Gamma_L}$ от рассчитанной как в сторону больших значений, так и в сторону меньших. Первый случай означал бы существование дополнительных процессов (например, распадов с $|\Delta I| = 3/2$, с прямой эмиссией фотона или с CP-нарушением), второй случай свидетельствовал бы о существовании некоторого процесса подавления тормозного испускания фотона.

Использование установки, предлагаемой для наблюдения распадов $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ и $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ для поиска распада $K_L^0 \rightarrow \pi \mu \nu \gamma$ очевидно. Следует отбирать вилки с одной меткой в детекторе мюонов и сигналом о конверсии фотона. Измерение углов вылета и импульсов e^+ и e^- от конверсии фотона позволит с хорошей точностью восстановить энергию фотона и его направление движения и, в частности, проверить, исходит ли он из той же вершины, что пион и мюон. Как и в случае с наблюдением распада $K_L^0 \rightarrow \pi \mu \nu$, отсутствует только информация о нейтрине. Поэтому при фитировании событий, удовлетворяющих критериям отбора по области Z , с точкой распада, лежащей в пучке K_L^0 , следует исходить из гипотезы, что распадающаяся частица - K_L^0 (т.е. при фитировании фиксировать массу). Правильность гипотезы при фитировании может

х) Доля распадов $K_L^0 \rightarrow \pi e \nu \gamma, E_\gamma > 30 \text{ МэВ}$, согласно /1/ должна быть больше в ~ 10 раз. Несколько случаев этого распада было наблюде-
но в пузырьковой камере с тяжелым наполнением /2/. Количество
наблюденных распадов $K_L^0 \rightarrow \pi e \nu \gamma$ не противоречит расчётам
работы /1/.

быть проверена с помощью диаграммы Далитца.

Основными фоновыми процессами к искомому распаду $\pi^{\pm}\mu^{\mp}\nu_{\mu}$ будут распады $K_L^0 \rightarrow \pi^{\pm}\pi^0\mu^{\mp}\nu$ (если будет зарегистрирован всего 1 фотон от распада π^0) и распады $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, с последующим распадом одного из π -мезонов на мюон и нейтрино.

Вероятность первого из указанных распадов должна быть меньше ожидаемой вероятности искомого распада (если основываться на экспериментальных данных о соответствующей моде распада для заряженных каонов, то $\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^{\pm}\pi^0\mu^{\mp}\nu)/\Gamma \approx 10^{-5}$), что делает этот фоновый процесс "неопасным".

Для уменьшения вероятности регистрации фоновых событий от распада $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ следует по возможности уменьшить длину установки и иметь большое количество плоскостей искровых или пропорциональных камер до и после магнита спектрометра, чтобы было возможно дискриминировать часть случаев $\pi-\mu$ - распада по излому траектории.

При этом, очевидно, возможность наблюдения излома траектории, вызванного $\pi-\mu$ - распадом, будет улучшаться с уменьшением импульса пиона, т.е. с увеличением вероятности его распада.

В целом вероятность регистрации распада $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ в условиях, удовлетворяющих критериям отбора событий $K_L^0 \rightarrow \pi^{\pm}\mu^{\mp}\nu_{\mu}$, должна составлять $\leq 10^{-3}$ от вероятности регистрации искомого события. Расчёты методом Монте-Карло должны показать, не потребуется ли для выполнения этого требования обрасывать часть событий (например, с малыми импульсами мюонов).

Л И Т Е Р А Т У Р А

- 1 H.F.Fearing, E.Fischbach, I.Smith, Phys.Rev.Lett. 24,189 (1970)
Phys.Rev.2 D,542 (1970).
- 2 G.R.Evans et al. Phys.Rev.Lett. 23,427 (1969).

II. Исследование распада $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$ с целью проверки
возможного решения "проблемы распада $K_L^0 \rightarrow 2\mu$ "
за счёт существования η_2 -мезона.

A. ГИПОТЕЗА О η_2 -МЕЗОНЕ И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ.

Как известно, "проблема $K_L^0 \rightarrow 2\mu$ " заключается в том, что отношение экспериментально измеренных вероятностей распадов K^0 -мезонов на 2 фотона и 2 мюона противоречат теоретическому отношению этих величин, основанному на весьма общих предположениях.

Из теории следует соотношение /1/

$$\left(\frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow 2\mu)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow 2\gamma)} \right)_{теор} \geq 1,2 \times 10^{-5} \quad (1)$$

Тогда как из опубликованных до настоящего времени экспериментальных данных /2/, /3/ следует

$$\left(\frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow 2\mu)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow 2\gamma)} \right)_{эксп.} \leq 0,37 \times 10^{-5} \quad x) \quad (2)$$

х) На XVI Международной конференции по физике высоких энергий было сделано сообщение о предварительных результатах измерения доли распадов $K_L^0 \rightarrow 2\mu$ противоречащих результатам работы /2/, но зато дававших для отношения (2) величину, совместимую с (1). До настоящего времени эти предварительные сообщения не были подтверждены. Более того, если они даже будут подтверждены, то "проблема $K_L^0 \rightarrow 2\mu$ " всё ещё не будет снята, поскольку тогда будут иметься два взаимно-исключающих экспериментальных результата измерения одной и той же величины и потребуются ещё эксперименты, чтобы решить, какой из экспериментов был правильным.

Большинство гипотез, предложенных для решения " проблемы $K_L^0 \rightarrow 2\mu$ распада", основаны на отказе от тех или иных предположений, положенных в основу вывода соотношения (1) и, соответственно, на отказе от самого соотношения (1). При этом в этих гипотезах предполагается случайная компенсация мнимой части амплитуды ожидаемого распада $K_L^0 \rightarrow 2\mu$ неким новым механизмом, вводимым соответствующей гипотезой (см. обзор /4/).

В работе /5/ было предложено объяснение противоречия между соотношениями (1) и (2), не требующее отказа от справедливости соотношения (1) и не требующее указанной компенсации амплитуды распада $K_L^0 \rightarrow 2\mu$.

Суть предложенной гипотезы состоит в предположении, что доля распадов $K_L^0 \rightarrow 2\mu$ заметно меньше 5×10^{-4} (и не противоречит наблюдаемой верхней границе распада $K_L^0 \rightarrow 2\mu$), но что в экспериментах по измерению распадов $K_L^0 \rightarrow 2\mu$ из-за недостаточно точного определения массы распадающейся частицы в действительности наблюдался в основном распад на 2γ - кванта не K_L^0 - мезона, а некоторой другой нейтральной частицы с массой, несколько меньшей массы K^0 - мезона. Распад этой частицы на 2μ - на в эксперименте /2/ не мог бы имитировать распад $K_L^0 \rightarrow 2\mu$ вследствие хорошего разрешения по массе в этом эксперименте и не мог бы быть обнаружен, если бы ее масса не превышала 485 Мэв, так как начиная с этой массы и ниже, в эксперименте /2/ наблюдался значительный фон в спектре эффективных масс системы $\mu\bar{\mu}$, вызванный распадами $K_L^0 \rightarrow \pi\mu\nu$. Разрешение по массам в большинстве выполненных экспериментов по измерению распадов $K_L^0 \rightarrow 2\mu$ не позволило бы отделить K_L^0 - мезоны от других, распадающихся на 2γ - кванта, частиц, с массой, на 15-20 Мэв меньшей m_{K^0} .

В последнем из экспериментов по измерению доли распадов $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$, где эффективные массы частиц, распадавшихся на 2 фотона, определялись наиболее точно /6/, максимум распределения по массам оказался смещенным от массы K^0 -мезона на 2,5% в меньшую сторону /7/, как это и должно быть, если справедлива гипотеза /5/. Измеренный в этом эксперименте максимальный поперечный импульс фотонов оказался также на 2,5% меньше максимального поперечного импульса фотонов от двухфотонного распада K^0 . Следует подчеркнуть, что если отличие массы частицы, распадающейся на 2 фотона, от массы K^0 , на которое было получено указание в этом эксперименте, было бы доказано, то этим была бы доказана справедливость гипотезы /5/. Во всяком случае, из всех гипотез, предложенных для объяснения "проблемы $K_L^0 \rightarrow 2\mu$ распада", только гипотеза /5/ имеет в свою пользу дополнительный экспериментальный аргумент (притом ставший известным после появления указанной гипотезы). Это обстоятельство, а также простота экспериментальной проверки гипотезы /5/ делают её проверку первоочередной задачей в исследовании проблемы $K_L^0 \rightarrow 2\mu$ распада. Необходимо отметить, что проверка этой гипотезы существенна не только с точки зрения "проблемы распада $K_L^0 \rightarrow 2\mu$ ", но и вообще для исследования радиационных распадов K_L^0 : существенно установить, действительно ли наблюдавшийся распад $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$ является распадом K_L^0 -мезона^x).

В работе /5/ показано, что для того, чтобы выдвинутая гипотеза не противоречила совокупности известных экспериментальных данных, необходимо, чтобы K_L^0 -мезон с частотой $\approx 10^{-3}$ обра-

x) См. также I, примечание на стр.9.

зовывал при распаде нестранный бозон с массой $\approx 480-485$ Мэв, распадающийся в основном на 2 фотона. Этот бозон, который был назван η_2 - мезоном, должен обладать следующими квантовыми числами: изотоп спин $T=0$, G_1 - чётность $G_1 = +1$, C-чётность $= +1$. Наименьшее возможное значение спина η_2 - мезона $J = 2$. Поэтому угловое распределение фотонов от распада η_2 должно быть анизотропным (в с.ц.м.), в отличие от углового распределения при распаде K^0 . При $J = 2$ чётность $P =$

Образование η_2 мезона при распаде K_L^0 должно в основном происходить за счёт слабоэлектромагнитного процесса



Как указано в работе /5/, из имеющихся данных по фоторождению на ядрах /8/ сечение возможного фоторождения η_2 - мезона за счёт эффекта Примакова ограничено величиной, приблизительно на порядок меньшей, чем соответствующее сечение для η - мезона.

В работе /9/ исследовались распады на 2 фотона нейтральных мезонов, образованных в P^-p - взаимодействии при 3,8 Гэв/с и переданных импульсах в пределах $0,08 \leq t \leq 0,54$ (Гэв/с)². Из измеренного спектра эффективных масс системы $\gamma\gamma$ видно, что если η_2 может образовываться в условиях данного эксперимента, то с сечением, по крайней мере на 2 порядка меньшим, чем η .

Трудности поиска η_2 - мезона в других процессах делают особенно важным прямой опыт, который может непосредственно проверить справедливость гипотезы, предложенной в работе /5/. Необходимо с хорошей точностью измерить в пучке K_L^0 -мезонов массу частиц, распадающихся на 2 фотона и установить, равна ли она массе K^0 или же меньше, т.е. проверить справедливость экспериментального указания, о котором сообщается в работе /7/.

Б. Экспериментальный метод.

Требование необходимой точности измерения массы частицы, распадающейся на 2 фотона, определяется тем, что разность масс K_L^0 и η_2 ,

между которыми должен быть сделан выбор, может составлять всего 2,5% ($\sim 12,5$ Мэв), Это ставит высокие требования к разрешению экспериментальной установки по эффективной массе системы 2γ и делает необходимой тщательную абсолютную калибровку с использованием других процессов распада.

Принципиальная схема установки для предлагаемого эксперимента совпадает со схемой установки, предложенной для поиска распада $K_S^0 \rightarrow 2\gamma$ (см. I, рис. I), с очевидными различиями, что установка должна располагаться в пучке K_L^0 и должна быть соответственно увеличена распадная база (между счётчиком антисовпадений в пучке и первым конвертором).

При этом следует учесть, что наблюдение распадов $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$ *) существенно легче, чем распадов $K_S^0 \rightarrow 2\gamma$ по следующим причинам:

1) Доля распадов на 2 фотона для K_L^0 на 2-2 1/2 порядка больше, чем ожидаемая доля для K_S^0 .

2) Распады на $2\pi^0$ - источник фона дающего фотоны наиболее близкие по энергии к фотонам от 2γ -распада, для K_L^0 одного порядка с распадом $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$ (фактор 2), тогда как для K_S^0 фоновые $2\pi^0$ -распады на 5 порядков чаще ожидаемой доли распадов $K_S^0 \rightarrow 2\gamma$.

3) Распады на $3\pi^0$, составляющие основную долю нейтральных распадов K_L^0 , относительно легко разделяются по спектрам фотонов от распадов на 2 фотона.

4) Направление движения K_L^0 , ,

х) Имеется в виду либо прямые распады $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$, либо распады K_L^0 с образованием η , распадающегося на 2 фотона.

... определено значительно точнее, чем направление движения K_S^0 , генерированного на мишени вблизи установки. Отсюда и значительно лучшее знание возможных для точки распада координат X и Y . Это облегчает геометрическую реконструкцию и фитирование искомым событиям и увеличивает точность определения массы распадающейся частицы.

Большая доля распадов на 2 фотона позволяет для наблюдения K_L^0 использовать не только способ, предложенный для K_S^0 (конверсия одного фотона до магнита спектрометра и точное измерение импульсов одной пары e^+e^-), но и другой способ, дающий меньшую эффективность регистрации распадов на 2 фотона, но зато лучшую точность определения массы распадающейся частицы. Этот второй способ состоит в наблюдении случаев конверсии в первом конверторе обоих фотонов от распада $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$ и измерении магнитным спектрометром импульсов обеих конверсионных пар, т.е. одновременно 4-х частиц. При эффективности конверсии одного фотона в I-ом конверторе 10% за время 500-1000 часов ускорителя можно на $\sim 10^4$ распадов $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ наблюдать ~ 300 случаев распада $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$ с конверсией в первом конверторе одного фотона и ~ 30 случаев распада $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$ с конверсией обоих фотонов. Конечно, эти грубые прикидки должны быть проверены расчетами эффективности установки методом Монте-Карло, которые должны будут, в частности, показать реальность определения массы распадающихся частиц вторым способом. Однако следует подчеркнуть, что использование двух различных способов определения массы распадающейся частицы сильно повышало бы надёжность получен-

ного результата.

Для калибровки установки следует прежде всего использовать распады $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Если бы наметилось отличие измеренной массы распадающейся частицы от массы K^0 , то для уточнения калибровки следовало бы использовать распады $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$ и $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ когерентно регенерированных K_S^0 (с конверсией фотона в конверторе до магнита спектрометра). Если были бы обнаружены распады $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$, то они тоже могли бы быть использованы в целях калибровки.

В. ЗАКЛЮЧЕНИЕ.

С помощью бесфильмового искрового спектрометра в нейтральном канале ускорителя ИФВЭ за 500-1000 часов работы ускорителя возможно проверить гипотезу о существовании η_2 - мезона, в пользу которой имеется дополнительный экспериментальный аргумент.

Подтверждение гипотезы означало бы решение "проблемы распада $K_L^0 \rightarrow 2\mu$ ", существенным образом изменило бы представление о радиационных распадах K_L^0 - мезонов, в частности, о распаде $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$ и имело бы ряд других важных следствий.

Опровержение гипотезы о существовании η_2 - мезона уменьшило бы число оставшихся гипотез для объяснения "проблемы распада $K_L^0 \rightarrow 2\mu$ ", подтвердило бы существующие данные о распаде $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$ и позволило бы продвинуться дальше в исследовании радиационных распадов нейтральных каонов.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. L.M.Sehgal. Phys.Rev., 183, 1511 (1969).
C.Quigg, Y.D.Johnson. UCRL Report 18487.
2. A.R.Clark, T.Elioff, R.C.Field, H.J.Frisch, R.P.Johnson,
E.T.Kerth, W.A.Wenzel. Phys.Rev.Lett., 26, 1667 (1971).
3. Particle data group. Review of particle properties.
Phys.Lett., 39B, April 1972.
4. А.Л.Долгов, В.И.Захаров, Л.Б.Окунь. УФН, 107, в.4 (1972)
5. А.Л.Любимов, препринт ОИЯИ PI-6650 (1972)
6. M.Banner et al. Phys.Rev.Lett., 29, 237 (1972).
7. M.J.Shochet, preprint PURC- 30/2-04, Prinstone (1972).
8. C.Vempead, P.L.Braccini, L.Fou, L.Lubelsmeyer, D.Schmitz.
Phys.Lett., 25B, 380 (1967).
9. W.D.Apel et al, Phys.Lett., 40B, 680 (1972).