

+

СЗ46.58
А-564



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
АЛЬБРЕХТ, К.Ф. и др.
БИ-1-6826.

Б 1-1-6826

ДЕПОНИРОВАННАЯ ПУБЛИКАЦИЯ

Дубна 19 72

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
Берлин-Будапешт-Дубна-Прага-София сотрудничество

С346,56
А-564

К.Ф.Альбрехт, В.К.Бирулев, Д.Вестергомби, А.С.Вовенко,
Я.Вотруба, В.И.Генчев, Я.Гладки, Т.С.Григалашвили, Б.Н.Гуськов,
Ф.Деак, В.Д.Кекелидзе, Д.Кин, В.Г.Кривохижин, В.В.Кухтин,
А.Л.Лубимов, М.Ф.Лихачёв, А.Майер, П.Марков, Э.Надь, М.Новак,
А.Прокеш, Х.Рызек, И.А.Савин, О.И.Саломатин, Л.В.Сильвестров,
В.Е.Симонов, Г.Г.Тахтамышев, П.Т.Тодоров, Л.Урбан.

Б1-1-6826

ПОИСКИ РАДИАЦИОННЫХ РАСПАДОВ НЕЙТРАЛЬНЫХ КАОНОВ
(предложения экспериментов на нейтральном канале
ускорителя ИФВЭ).

С.ф. 3449

Российское государственное
научное учреждение
1 декабря 72

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

г.Дубна, 1972 г.

1. ВВЕДЕНИЕ

А) Что может дать исследование слабозлектромагнитных распадов нейтральных К-мезонов ?

- Исследование слабых распадов К-мезонов привело к наиболее фундаментальным открытиям последних 15 лет, прежде всего к открытию несохранения Р-чётности и С-чётности и открытию СР-нарушения. Однако если слабые распады нейтральных К-мезонов относительно изучены (хотя и здесь ещё обширное поле для исследований и возможны неожиданности, чему примером служит "проблема $K_L^0 \rightarrow 2\mu$ "), то о слабозлектромагнитных распадах в настоящее время известно ещё очень мало,

В то же время исследование слабозлектромагнитных распадов нейтральных К-мезонов может привести к открытию принципиально новых и важных явлений. Прежде всего здесь следует отметить возможность сильного СР-нарушения в слабозлектромагнитных процессах, которая была указана в ряде теоретических работ (см. /1/) и которая не противоречит совокупности экспериментальных данных, имеющих в настоящее время. Обнаружение этого сильного СР-нарушения явилось бы фундаментальным открытием и поэтому поиск его представляет задачу первостепенной важности. Экспериментальное "закрытие" возможности такого СР-нарушения было бы также важным шагом на пути к созданию общей теории слабых и Электромагнитных процессов. Нейтральные К-мезоны являются уникальным "средством" для поисков СР-нарушения и позволяют наблюдать эффекты, недоступные для наблюдения в других системах.

Из слабозлектромагнитных распадов нейтральных К-мезонов

в настоящее время наблюдаены только распады $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$ и $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$. Экспериментальные характеристики последней моды распада соответствуют образованию γ - кванта в результате тормозного излучения при распаде $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Прямое испускание фотона в слабозлектромагнитной вершине для распадов или нейтральных, или заряженных K-мезонов еще не наблюдалось.

Распады $K_S^0 \rightarrow 2\gamma$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ не были ещё наблюдаены. Интерференция этих распадов соответственно с распадами $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$ и $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ означала бы существование сильного CP-нарушения в слабозлектромагнитных процессах ^{x)}. Поэтому первым шагом на пути к исследованию основных свойств слабозлектромагнитных процессов и поиску сильного CP-нарушения должен быть поиск самих радиационных распадов $K_S^0 \rightarrow 2\gamma$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$.

Если эти распады будут наблюдаены, то следующим шагом должен быть поиск процесса сильного CP-нарушения в слабозлектромагнитных распадах. Наиболее реальными представляются следующие два направления этого поиска.

1) Поиск интерференции соответствующих мод распада из состояний K_S^0 и K_L^0 . Необходимым условием возможности экспериментального наблюдения этой интерференции является требование,

x) Интерференция в радиационных модах распада K^0 , вызванная нарушением CP-инвариантности в слабых распадах K^0 мезонов, должна быть очень мала и её наблюдение недоступно для современного эксперимента. Теория интерференционных эффектов в радиационных распадах $K_{S,L}^0 \rightarrow 2\gamma$ и $K_{S,L}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ развита в работе /2/.

чтобы ширина данной моды распада для K_S^0 была много больше ширины этой же моды распада для K_L^0 . Выполняется ли это требование для распадов $K^0 \rightarrow 2\gamma$ должен показать эксперимент по поиску распада $K_S^0 \rightarrow 2\gamma$. Интерференция в распадах K_S^0 и K_L^0 при CP-нарушении должна наблюдаться при суммировании по поляризациям частиц (т.е. в эксперименте без измерения поляризации), а также по импульсам частиц. При измерении поляризации фотонов интерференция радиационных распадов когерентной смеси K_S^0 и K_L^0 должна наблюдаться и при сохранении CP^х).

2) Сильное CP-нарушение в распаде $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ должно проявиться в асимметрии спектров π^+ и π^- /4/, так что это CP-нарушение может быть установлено без наблюдения интерференционных явлений. Однако ожидаемая величина этой асимметрии при сильном CP-нарушении $\sim 10^{-2}$ /5/.

При постановке опытов по поиску радиационных распадов $K_S^0 \rightarrow 2\gamma$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ обязательно учитывать возможность их дальнейшего развития с целью поиска сильного CP-нарушения.

Обнаружение радиационных распадов $K_S^0 \rightarrow 2\gamma$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ и измерение их относительной доли представляет существенный интерес и по ряду других причин:

Измерение величины $\Gamma(K_S^0 \rightarrow 2\gamma)$ и $\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma)$ существенно для проверки теоретических предположений, на основе которых они

х) Однако при наблюдении распадов $K^0 \rightarrow 2\gamma$ из чистого K_S^0 или K_L^0 состояния циркулярная поляризация фотонов являлась бы проявлением CP-нарушения /3/.

вычислялись, для правильного учета этих величин там, где они используются в расчетах (например, знание величины $\Gamma(K_S^0 \rightarrow 2\gamma)$ существенно для расчета величины $\Gamma(K_S^0 \rightarrow 2\mu)$).

Измерение величины $\Gamma(K_S^0 \rightarrow 2\gamma)$ связано также пока еще с существующей проблемой распада $K_L^0 \rightarrow 2\mu$.

Если будет обнаружен распад $K_S^0 \rightarrow 2\mu$ на уровне $\geq 10^{-7} \Gamma_S$, то эксперимент по поиску распада $K_S^0 \rightarrow 2\gamma$ станет первоочередным для выяснения механизма аномального $K_S^0 \rightarrow 2\mu$ распада. Это связано с тем, что основная диаграмма распада $K_S^0 \rightarrow 2\mu$ идет через промежуточное 2γ - состояние, причем мнимая часть амплитуды распада $K_S^0 \rightarrow 2\mu$, которая нужна для объяснения "загадки $K_L^0 \rightarrow 2\mu$ " получается за счет $K_S^0 \rightarrow 2\gamma$ графика "на массовой поверхности", т.е. реального $K_S^0 \rightarrow 2\gamma$ - распада. В этом случае необходимо как знание величины $\Gamma_S \rightarrow 2\gamma$ ("нормальная" или аномальная), так и выяснение того, нарушается ли в $K_S^0 \rightarrow 2\gamma$ распадах CP-инвариантность. Следует отметить, что даже установление экспериментальной верхней границы для доли распадов $K_S^0 \rightarrow 2\mu$ на уровне 1×10^{-7} не закроет возможность аномальной величины доли распада $K_S^0 \rightarrow 2\gamma$. Ширинны этих распадов при CP-инвариантности распадных амплитуд связаны соотношением /6/

$$\frac{\Gamma(K_S^0 \rightarrow 2\mu)}{\Gamma(K_S^0 \rightarrow 2\gamma)} \geq 1,6 \times 10^{-6}.$$

Измерение величины $\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma)$ связано с поиском прямого испускания гамма-квантов в адронных распадах K^0 -мезонов, которое до сих пор еще не обнаружено.

Распад $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ хорошо описывается как тормозное излучение при распаде $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Обнаружение распада $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ на уровне, превышающем рассчитываемый уровень тормозного испускания гамма-кванта в CP-нарушающем распаде $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, было бы доказательством существования прямого испускания γ -квантов в слабоэлектромагнитном распаде K^0 -мезонов.

Существование прямой эмиссии фотонов в распаде $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ могло бы быть также доказано по отличию спектра гамма-квантов от спектра тормозного излучения (см. ниже, раздел III).

Б) Краткая формулировка предложений.

Предлагается поставить на ускорителе ИФВЭ два эксперимента с целью поиска радиационных распадов $K_S^0 \rightarrow 2\gamma$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$. Эти два эксперимента тесно связаны не только общностью проблемы (исследование слабо электромагнитных распадов K^0 -мезонов), но и тем, что оба эксперимента могут быть последовательно выполнены с помощью одной и той же экспериментальной установки (с незначительными изменениями). Предлагаемая экспериментальная установка является магнитным спектрометром с бесфилмовыми искровыми и пропорциональными камерами и детектором электронов. В качестве основной части установки предлагается использовать имеющиеся бесфилмовый искровой спектрометр и детектор электронов, которыми были выполнены эксперименты по регенерации $K_L^0 \rightarrow K_S^0$ на ускорителе ИФВЭ [7], несколько видоизменив геометрию и дополнив аппаратуру пропорциональными камерами.

Установку предполагается разместить на сооружаемом нейтральном канале 4н.

Программа исследования радиационных распадов нейтральных K-мезонов рассчитана на длительный срок. Предполагается, что

в случае обнаружения распадов $K_S^0 \rightarrow 2\gamma$ и (или) $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ и определения их парциальной ширины будет проведено их дальнейшее изучение (прежде всего, с целью проверки CP-сохранения в радиационных распадах K^0).

Однако дальнейшие эксперименты в настоящем предложении не рассматриваются.

II. ПОИСК РАСПАДА $K_S^0 \rightarrow 2\gamma$

А. Ожидаемая доля распадов $K_S^0 \rightarrow 2\gamma$ и существующая экспериментальная верхняя граница.

Величина $\Gamma(K_S^0 \rightarrow 2\gamma)$ не может быть достаточно точно вычислена теоретически из-за трудности учета влияния сильных взаимодействий в промежуточном состоянии (в основном двухпионном). Различные оценки дают для отношения $\frac{\Gamma(K_S^0 \rightarrow 2\gamma)}{\Gamma_S}$ значения в интервале $(2-7) \times 10^{-6}$, если нет "аномального" распада $K_S^0 \rightarrow 2\gamma$ /8-10/.

Таким образом, желательно ставить эксперимент по поискам распада $K_S^0 \rightarrow 2\gamma$ с точностью до 1×10^{-6} . В настоящее время это отношение измерено с точностью $\leq 2 \times 10^{-4}$ /11/.

Б. Основные трудности поиска распада $K_S^0 \rightarrow 2\gamma$.

Необходимо подчеркнуть два обстоятельства, затрудняющие наблюдение $K_S^0 \rightarrow 2\gamma$ по сравнению с $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$:

1) Ожидаемая доля распадов на 2 фотона для K_S^0 на $2 \cdot 2^{I/2}$ порядка меньше, чем для K_L^0 .

2) Основной источник фона - распады на $2\pi^0$, для K_L^0 одного порядка с распадом $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$ (фактор 2), для K_S^0 больше на ~ 5 порядков.

Распады на $3\pi^0$, составляющие основную долю нейтральных распадов K_L^0 , по спектру фотонов значительно легче отделить от распадов на 2γ , чем распады на $2\pi^0$. При этом $\frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow 3\pi^0)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow 2\gamma)} \approx 500$. Т.о. степень подавления фона в опыте по поиску распада $K_S^0 \rightarrow 2\gamma$ должна существенно превосходить степень подавления фона в опытах по измерению $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$.

В. Условия образования K_S^0 мезонов и требования к нейтральному пучку.

Помимо фона $2\pi^0$ распадов для поисков $K_S^0 \rightarrow 2\gamma$ крайне существенен фон распадов $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$, поэтому эксперимент по поиску $K_S^0 \rightarrow 2\gamma$ должен ставиться при "хорошем" отношении K_S^0/K_L^0 . Регенерация, использовавшаяся в выполненных до настоящего времени экспериментах по поиску $K_S^0 \rightarrow 2\gamma$, как источник K_S^0 мезонов дает не только малое абсолютное количество K_S^0 , но и невыгодное отношение K_S^0/K_L^0 .

При ожидаемых значениях величины $\Gamma(K_S^0 \rightarrow 2\gamma)$ поиск интерференции двухфотонных распадов K_S^0 и K_L^0 , имеющий очень важное принципиальное значение, становится трудным. Существенное для наблюдения интерференции отношение $\frac{\Gamma(K_S^0 \rightarrow 2\gamma)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow 2\gamma)}$ ожидается в интервале 2,5 - 8 (для сравнения укажем, что $\frac{\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)} \approx 10^5$). Поэтому как поиск распадов $K_S^0 \rightarrow 2\gamma$, так и поиск интерференции двухфотонных распадов K_S^0 и K_L^0 может осуществляться только в экспериментах, где источником K_S^0 -мезонов служит не регенерация, а генерация K^0 и \bar{K}^0 (т.е. K_S^0 и K_L^0 в одинаковом количестве). Для генерации K_S^0 -мезонов предлагается использовать нейтроны, выводимые в канал $4H$ под углом 0° к пучку протонов, т.е. применить тот же способ, который был предложен ранее в проекте эксперимента по поиску распада $K_S^0 \rightarrow 2\mu$ /12/.

Как показал выполненный на ускорителе ИФВЭ пробный эксперимент по поиску распадов $K_S^0 \rightarrow 2\pi$ /12/, в нейтральном канале выводимом под углом 0° на 10^7 нейтронов приходится $\sim 10^4 K_L^0$. Количество K_S^0 , рожденных в таком пучке, составляет $\sim 10^3/\text{ц}$, что на порядок величины превосходит возможное количество регенерированных K_S^0 .

Т.о. отношение K_S^0/K_L^0 на ~ 1 порядок больше, чем если источником K_S^0 -мезонов служит регенерация. Поскольку все пучковые K_L^0 -мезоны коллимированы внутри узкого телесного угла, то вне этого пучка отношение $K_S^0/K_L^0 \approx 1$ и фон от распадов $K_L^0 \rightarrow 2\pi$ пучковых K_L^0 -мезонов должен отсутствовать. Отношение распадов $\frac{K_S^0 \rightarrow 2\pi}{K_L^0 \rightarrow 2\pi}$ при наблюдении под углом к нейтр.пучку ($\theta_{K_S^0} \neq 0$) должно равняться отношению $\frac{\Gamma(K_S^0 \rightarrow 2\pi)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow 2\pi)}$, которое по теоретическим оценкам должно находиться в пределах от 10 до 1.

Такое отношение искомым событиям $K_S^0 \rightarrow 2\pi$ к фоновым $K_L^0 \rightarrow 2\pi$ позволит измерить долю $K_S^0 \rightarrow 2\pi$ с точностью, значительно превосходящей достигнутой в выполненных до сих пор экспериментах, где источником K_S^0 служила регенерация и точность лимитировалась распадами $K_L^0 \rightarrow 2\pi$. В то же время распады $K_L^0 \rightarrow 2\pi$, доля которых известна с достаточной точностью, следует использовать для калибровки установки, а также для отработки программ.

Г. Основные требования к эксперименту.

1) В проекте эксперимента по поиску распада $K_S^0 \rightarrow 2\pi$ на ускорителе в Серпухове /12/ показано, что оценка $\frac{\Gamma(K_S^0 \rightarrow 2\pi)}{\Gamma_S}$ на уровне $1 \cdot 10^{-7}$ может быть получена за 500-1000 часов. Поскольку предложенный в проекте способ образования K_S^0 на мишени пуч-

ком нейтронов, выходящим под углом 0° к ускоренному пучку, является оптимальным и количество образуемых K_S^0 , распады которых регистрируются установкой, не может быть увеличено, то для эксперимента по поиску распада $K_S^0 \rightarrow 2\gamma$ должна быть сохранена та же схема образования K_S^0 , а эффективность регистрации распада $K_S^0 \rightarrow 2\gamma$ должна уступать эффективности регистрации $K_S^0 \rightarrow 2\mu$ не более, чем на порядок.

2) Максимальная энергия γ -кванта от распада $K_S^0 \rightarrow 2\pi^0 \rightarrow 4\gamma$ 229 Мэв. Энергия γ -кванта от распада $K_S^0 \rightarrow 2\gamma$ 249 Мэв. Основное подавление фона от распадов $K_S^0 \rightarrow 2\pi^0 \rightarrow 4\gamma$ должно происходить за счет дискриминации по E_{cm} и p_L . Для этого необходимо:

а) измерение энергии γ -кванта E_{cm}^γ с точностью до нескольких Мэв ($\Delta E_{cm}^\gamma \ll 20$ Мэв)*).

ж) Измерение энергии γ -кванта с такой точностью даст также возможность проверить одну из гипотез, предложенных для объяснения "проблемы $K_L^0 \rightarrow 2\mu$ ", а именно, что в выполненных до сих пор измерениях отношения $K_L^0 \rightarrow 2\gamma / K_L^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}$ в действительности в основном наблюдался распад на 2 фотона не K_L^0 , а некоторой частицы, η_2 , с массой $\sim 480-485$ Мэв^[13]. Постановка эксперимента по поиску распада $K_S^0 \rightarrow 2\gamma$ требует одновременного измерения распадов $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$ (и поисков интерференционных эффектов, если распад $K_S^0 \rightarrow 2\gamma$ будет обнаружен).

Следует также отметить, что если бы распад $K_S^0 \rightarrow 2\gamma$ был обнаружен, но не наблюдалась бы интерференция распадов $K_S^0 \rightarrow 2\gamma$ и $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$, то вследствие указанной возможности существования η_2 при недостаточном разрешении по массам распадающихся частиц отсюда нельзя было бы сделать вывод о сохранении CP.

Отметим также, что согласно указанной гипотезе распад K_S^0 с образованием η_2 должен быть подавлен по сравнению с аналогичным распадом K_L^0 .

б) отбор событий с p_{\perp} близкими к $p_{\perp \max}$, т.е. установка должна быть настроена на регистрацию событий с вылетом γ -квантов под углом $\sim 90^\circ$ к направлению движения K_S^0 . В этом случае углы вылета γ -квантов относительно направления K_S^0 приблизительно одинаковы.

Д. Общая схема эксперимента.

Для точного измерения $E_{c.m.}^{\gamma}$ необходимо точно измерить энергию и направление движения по крайней мере одного γ -кванта. Для этого в установке должен быть использован магнитный спектрометр для определения импульса фотона по импульсам электрона и позитрона, образуемых при конверсии. Конверсия фотона, направление движения и импульс которого измеряются, должна происходить в достаточно тонком конверторе перед магнитом.

Угол разлета пары e^+e^- от конверсии γ -кванта порядка $\frac{1M \gg c}{E_{\gamma}^{1AB}}$ поэтому пара e^+e^- будет наблюдаться или как один трек в искровых камерах, или как два близких трека. Помимо $E_{c.m.}^{\gamma}$ и p_{\perp}^{γ} для идентификации следует использовать параметр $\theta_{\gamma\gamma}$ - угол в с.ц.м. между направлениями вылета 2-х фотонов. Поскольку направление движения K_S^0 будет известно неточно, компланарность 2-х фотонов и K_S^0 не сможет быть определена с хорошей точностью и этот критерий вряд ли будет эффективно работать для отбора событий.

Возможны в принципе 2 схемы опыта.

1) Точное измерение направления движения и энергии обоих γ -квантов.

Для этого необходимо, чтобы оба γ -кванта конвертировались перед магнитным спектрометром, чтобы было определено их направление входа в магнит и импульсы 2-х пар e^+e^- за магнитом.

Основная трудность осуществления такой постановки состоит в том, что при малой толщине конвертора (до магнита) мала вероятность конверсии обоих γ -квантов. При большой толщине конвертора велика вероятность дополнительных потерь энергии за счет тормозного излучения, что уменьшает точность определения энергии γ -кванта.

При конверторе $\sim 0,1$ рад.единиц, вероятность конверсии хотя бы одного из двух γ -квантов $\sim 0,2$, вероятность конверсии обоих $\sim 0,01$. Таким образом, существенно (на порядок) большей эффективностью обладает вторая схема опыта.

2) Точное измерение направления движения и энергии одного γ -кванта.

В этом случае один из γ -квантов должен проходить через конверторы перед магнитом в основном не конвертируя и конвертировать после магнита. Желательно в этом случае помимо определения точки конверсии измерить также направление его движения и приблизительно измерить энергию детектором электронов для лучшего фитирования событий.

Телесный угол, захватываемый установкой для поисков распада $K_S^0 \rightarrow 2\gamma$ должен быть больше, чем установки для поиска распадов $K_S^0 \rightarrow 2\mu$. Это вызвано тем, что:

а) поперечный импульс фотонов от распада $K^0 \rightarrow 2\gamma$ на $\sim 10\%$ больше, чем μ -мезонов от распада $K^0 \rightarrow 2\mu$ (соответственно 249 и 225 Мэв/с).

б) как было указано выше, фон событий $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$ меньше при наблюдении распадов K^0 -мезонов, идущих вне телесного угла, захватываемого пучком.

в) если в эксперименте $K_S^0 \rightarrow 2\mu$ можно отбирать только события, когда после магнита отклоняются внутрь, то в эксперименте $K_S^0 \rightarrow 2\gamma$ необходимо регистрировать одновременно также части-

цу, отклоняемому наружу.

В то же время магнитное поле в эксперименте $K_S^0 \rightarrow 2\gamma$ может быть в ~ 2 раза меньше, чем в эксперименте $K_S^0 \rightarrow 2\mu$ (т.к. импульсы e^+ и e^- в среднем в 2 раза меньше, чем импульсы мюонов).

Большая фоновая загрузка может вызвать слишком большое количество срабатываний триггера, если он не будет давать достаточного отбора искомым событиям. Поэтому триггер должен осуществляться пропорциональными камерами.

Дополнительный магнит после мишени, предложенный для $K_S^0 \rightarrow 2\mu$ эксперимента /12/, может оказаться полезным и в эксперименте $K_S^0 \rightarrow 2\gamma$ для уменьшения фоновой загрузки камер перед магнитом (он может быть расположен здесь сразу после мишени).

Е. Экспериментальная установка

В значительной мере используется имеющаяся установка, с которой были выполнены опыты по регенерации. Однако необходимость существенного увеличения телесного угла, захватываемого после магнита, требует использования больших искровых (а желательно и пропорциональных) камер, а в области до магнита следует установить пропорциональные камеры.

Схема установки приведена на рис. I.

n - пучок нейтронов (тот же, что делается для эксперимента по $K_S^0 \rightarrow 2\mu$). Пучок должен иметь возможно меньший размер по горизонтали.

M_1 - вспомогательный магнит

M_2 - магнит спектрометра (СП-4I). Величина зазора 150x100 см.

I. Система для конверсии I-го γ - кванта и определения его траектории (траектории пары e^+e^- перед магнитом).

Пропорциональные камеры 40 x 60 см, не менее 4-х рядов.

I-я, 2-я и последняя п.к. участвуют в триггере. Между I-й и 2-й п.к. тонкий конвертор.

Если возможно поставить больше 4-х проп. камер^х), то целесообразно конвертор разбить на несколько слоев ($n-3$, где n - число проп. камер). После последнего слоя конвертора 3 п.к.

II. Система для измерения траектории после магнита e^+ и e^- от конверсии I-го γ - кванта.

III. Система конверсии и регистрации 2-го γ - кванта. 2 слоя сцинтилляционных счётчиков (годоскоп), между ними толстый конвертор (несколько t - единиц). Сцинтилляционные счётчики участвуют в триггере (возможно также заменить их проп. камерами).

Далее по пучку 3 ряда искровых камер 40x100 см, по 2 в ряду, с отверстием для пучка посередине. Искровые камеры служат для определения точки конверсии и направления движения 2-го фотона.

IV. Детектор электронов.

Для увеличения тел. угла используется толщина $10t$ -единиц и площадь 2 x (40 x 120) вместо толщины $20t$ -единиц и площади 2 x (40 x 60), использованных в опыте по регенерации / 7 /.

х) Для опыта по поиску распада $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ требуется, чтобы до магнита спектрометра было 6 проп. камер. Поэтому желательно в эксперименте $K_S^0 \rightarrow 2\gamma$ использовать в группе I также 6 проп. камер.

Ж. Примерные требования к триггеру

а) одна частица, возникающая в конверторе в зоне I. Возможно потребуется ограничение по углу траектории частицы.

б) Две частицы после магнита (в зоне II).

По-видимому, дополнительные условия на треки этих частиц (например, область, где они должны наблюдаться и (или) расстояние между ними или чтобы были разного знака).

в) Конверсия в зоне III второго γ - кванта. Конверсия 2-го фотона должна быть в другой половине установки, чем траектория I-го фотона до магнита.

г) потребуется включить в триггер некоторые счётчики анти-совпадений (например, для исключения частиц, идущих вне пучка до мишени или частиц, попадающих в область пучка после магнита).

3. Заключение

Эксперимент рассчитан на ~ 1000 часов времени ускорителя. Для определения точности измерения, которая может быть достигнута, требуется большой объем расчётов на ЭВМ (прежде всего расчетов эффективности установки методом Монте-Карло), а также экспериментальное определение допустимой загрузки аппаратуры в канале. Однако учитывая, что существующий в настоящее время верхний предел для доли распадов $K_S^0 \rightarrow 2\gamma$ получен в эксперименте, где источником K_S^0 - мезонов служила регенерация и точность эксперимента лимитировалась фоном распадов $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$ /II/, можно рассчитывать, что точность предлагаемого эксперимента будет по крайней мере на порядок лучше. Следует также рассчитывать на выигрыш в скорости набора статистики, и, следовательно, и в точности эксперимента, за счёт использования пропорциональных

камер вместо оптических искровых камер, использованных в эксперименте /II/. Поэтому можно рассчитывать за время ~1000 часов (при сбрасываемой на мишень интенсивности несколько единиц $\times 10^{11}$ протонов/цикл) пройти весь интервал возможных "аномальных" значений вероятности распада $K_S^0 \rightarrow 2\gamma$ и наблюдать события "нормального" распада, получив в качестве результата уже не верхнюю границу, а экспериментально измеренную ширину распада $K_S^0 \rightarrow 2\gamma$.

III. ПОИСК РАСПАДОВ $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$

В эксперименте по поиску распадов $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ может одновременно производится также поиск распада $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$, до сих пор ещё экспериментально не обнаруженного. Основная диаграмма распада $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ представлена на рис.3: в этом случае пара $\mu^+ \mu^-$ образуется через один из фотонов распада $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$. Поэтому исследование распада $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ представляет интерес прежде всего для изучения распада $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$. В работе /18/ было показано, что доля распадов $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ зависит от того, сохраняется ли CP-инвариантность в распадах $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$. В случае CP-нарушения в распаде $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$ ожидаемая доля распадов $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ составляет $\approx 0,5 \times 10^{-6}$, в случае CP-сохранения - в 2,5 раза меньше. В дальнейшем мы будем говорить об эксперименте по поиску распада $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$, имея в виду, что одновременно будет осуществляться также поиск распада $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$. Некоторые различия этих двух процессов будут оговорены.

А. Ожидаемая доля распадов $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ и возможность существенного улучшения эффективности поиска этого распада.

Т.к. $\frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{\Gamma} = 1,6 \times 10^{-3}$, то распад $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ за счёт тормозного излучения д.б. на уровне $\sim 10^{-5}$
($1,69 \times 10^{-5}$ для $E_\gamma > 10$ Мэв
 $0,4 \times 10^{-5}$ для $E_\gamma > 50$ Мэв).

Различные теории дают для возможного прямого испускания фотона отношение $\frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma)}{\Gamma}$ от 0,3 до $6,7 \times 10^{-4}$ /14/, /15/, /16/.

В настоящее время экспериментальный предел /17/

$$\frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma)}{\Gamma} < 4 \times 10^{-4} \text{ х).$$

Этот результат был получен ещё в 1968 году с помощью оптических искровых камер, без измерения энергии γ - кванта. Разделение событий $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ от основного фонового процесса $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ производилось в основном по кинематическому фиту и месту образования ливня. При хорошем измерении энергии γ - кванта и увеличении статистики достигнутый предел может быть существенно понижен. Улучшение точности на порядок позволит надеяться на обнаружение прямого испускания фотона.

Необходимо отметить, что высокие энергии, ведущие к коллимации распадных частиц, даёт принципиальные преимущества для эффективности поиска электронными методами распадов на три и четыре частицы (отношение геометрической эффективности регистрации трех- и четырех частичных распадов к эффективности регистрации двухчастичных распадов с ростом энергии увеличивается, приближаясь к 1).

Поэтому осуществление предлагаемого эксперимента в пучке K^0 -мезонов высокой энергии от ускорителя ИФВЭ не только позволит улучшить по сравнению с выполненными экспериментами условия наблюдения искомого распада $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$, но и заметно снизит долю наиболее "опасных" фоновых событий, когда в

х) Полученная верхняя граница ниже рассчитанного в работе /14/ эффекта, однако, эта работа даёт по существу только оценку порядка величины.

основном фоновом процессе $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ регистрируется только один из двух фотонов от распада π^0 .

Б. Необходимость измерения импульса и угла вылета фотона

Доля распадов $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ $\sim 10^3$ раз превосходит ожидаемую долю распадов $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$. Поскольку вероятность регистрации гамма-квантов от распада $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$, вылетающих в широком угловом интервале трудно сделать близкой к 100%, то неизбежны случаи, когда наблюдается лишь один гамма-квант от распада $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ (практически такие случаи будут составлять значительную долю от всех распадов $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ и будут существенно превосходить ожидаемое количество распадов $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$). Поэтому для надёжного разделения событий $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ от событий $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$, в которых наблюдается всего один фотон, должны достаточно точно определяться масса распадающейся частицы и направление её движения (распадающаяся частица должна иметь допустимый для пучковых K_L^0 - мезонов угол по отношению к оси пучка). Для этого в эксперименте должны измеряться углы вылета и импульсы не только заряженных пионов, но и регистрируемого фотона, т.е. должна иметься информация о всех кинематических характеристиках распадных частиц.

С этой целью предлагается использовать тот же метод, что и в эксперименте по поиску распадов $K^0 \rightarrow 2\gamma$, а именно измерения импульсов магнитным спектрометром с достаточно тонким конвертором для гамма-квантов и измерением траекторий π^+ , π^- и e^+e^- до и после магнита.

Измерение энергии фотона в распаде $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ существенно ещё и по той причине, что в случае существования прямой эмиссии фотонов в этом распаде их спектр должен быть отличным от спектра тормозных фотонов. Тормозное излучение, как известно, является мягким, имеет монотонно и круто спадающий спектр. Спектр фотонов прямой эмиссии от распада $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ ожидается близким к спектру, определяемому фазовым пространством. Этот спектр имеет максимум и энергия большинства фотонов прямой эмиссии выше энергии основной доли фотонов тормозного излучения.

На рис. 2 представлен суммарный спектр фотонов тормозного излучения и прямой эмиссии, рассчитанный для двух разных интенсивностей прямой эмиссии фотонов /19/. Положение минимума спектра определяется долей фотонов прямой эмиссии, что позволяет определить ширину прямой эмиссии фотонов в распаде $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ без абсолютной калибровки установки. Поскольку в радиационном распаде $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$, происходящем за счёт тормозного испускания фотона, CP - инвариантность нарушается известным образом за счёт слабого распада $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, то поиск сильного CP-нарушения при прямом испускании фотона в слабозлектромагнитном распаде

$K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ следует производить при энергиях фотонов, соответствующих процессу прямой эмиссии. Ожидаемое отношение между процессом прямой эмиссии фотона и тормозным излучением в распадах $K \rightarrow \pi \pi \gamma$ для нейтральных каонов существенно больше, чем для заряженных, вследствие того, что распад $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ без нарушения CP-инвариантности запрещен. Поэтому исследование распада $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ может дать гораздо больше информации о процессе прямой эмиссии

фотонов (который в данном случае является основным), чем исследования распадов $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} \pi^{\mp} \gamma$, где основным является процесс тормозного излучения **х**).

В. Основные требования к эксперименту

Если существует распад $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ с прямым испусканием фотона, то согласно теоретическим оценкам можно ожидать, что его доля на $\sim I$ порядок больше, чем доля распадов с тормозным излучением фотона, которая составляет $\sim 10^{-2}$ от CP-нарушающих распадов $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, т.е. около 10^{-5} от всех распадов K_L^0 . Поэтому чувствительность эксперимента должна позволить обнаружить распад $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ на уровне 10^{-5} .

В эксперименте по регенерации $K_L^0 \rightarrow K_S^0$ за 1000 часов можно было зарегистрировать $\sim 10^4$ случаев распада $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Если вероятность регистрации распадов с дополнительным γ - квантом довести до 10% **хх**), то за 1000 часов можно будет

х) В последнее время было получено экспериментальное указание на существование прямой эмиссии в распадах $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} \pi^0 \gamma$ /20/. Несмотря на высокую статистическую точность, достигнутую в эксперименте, различие измеренного спектра фотонов от тормозного невелико. Оценка доли распадов за счёт прямой эмиссии ко всем дала ($1,5 \times 10^{-5}$) при систематической ошибке $0,5 \times 10^{-5}$.

Следует отметить, что доля распадов $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ за счёт прямой эмиссии может заметно отличаться от соответствующей доли в распадах $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} \pi^0 \gamma$.

хх) Расчёты методом Монте-Карло должны показать, какую максимальную эффективность удастся осуществить.

зарегистрировать около 10 событий распада $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ при доле этих распадов 10^{-5} . Отсюда следует необходимость увеличения эффективности регистрации событий (прежде всего за счёт увеличения телесного угла) и интенсивности пучка K_L^0 - мезонов по сравнению с экспериментом по регенерации.

Максимальный поперечный импульс частиц в распаде $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ очевидно тот же, что в распаде $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, т.е. 206 Мэв/с, заметно меньше, чем для фотонов от распада $K^0 \rightarrow 2\gamma$ х).

Требование к точности измерения энергии фотона в эксперименте по поиску распада $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ значительно менее жесткие, чем в эксперименте по поиску распада $K_S^0 \rightarrow 2\gamma$. Это связано с рядом обстоятельств:

а) при наблюдении распада $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ помимо информации о γ -кванте должна также иметься существенная информация об углах вылета и импульсах π^+ и π^- ,

б) в распаде $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ по трекам π^+ и π^- может быть с хорошей точностью восстановлена точка распада K_L^0 (что представляет существенную трудность в эксперименте по поиску $K_S^0 \rightarrow 2\gamma$). По точке распада и точке конверсии фотона может быть с хорошей точностью определен его угол вылета,

в) В отличие от K_S^0 - мезонов, рождаемых нейтронами в мишени, (см. описание эксперимента $K_S^0 \rightarrow 2\gamma$), K_L^0 - мезоны идут внутри узкого (в горизонтальном направлении) пучка с малым угловым разбросом.

х) В распаде $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ максимальный поперечный импульс тот же что в распаде $K^0 \rightarrow 2\mu$, т.е. 225 Мэв/с.

Более мягкие требования к точности измерения энергии фотона позволяют использовать в опыте по поиску распада $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ более толстый конвертор, чем в опыте по поиску $K_S^0 \rightarrow 2\gamma$. При этом направление вылета π^+ и π^- мезонов должно быть измерено до γ -конвертора, т.к. после конвертора вследствие кулоновского рассеяния первоначальные траектории будут искажены.

Для проведения эксперимента по поиску $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ требуется нейтральный пучок под углом $\sim 1^\circ$ к пучку ускоренных протонов, т.к. при уменьшении угла от 1° до 0° резко (на ~ 1 порядок) возрастает фон быстрых нейтронов.

Калибровка установки (а также отработка программ) должна производиться по распадам $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$. Для этого вспомогательного эксперимента в нейтральный пучок должна помещаться мишень.

Для поиска распадов $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ необходима дополнительная идентификация мезонов по их пробегу в толстых слоях поглотителя, остальные требования к определению параметров, характеризующих этот распад, сходны с соответствующими требованиями для распада $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$.

Г. Экспериментальная установка

В значительной мере используется имеющаяся установка, с которой были выполнены опыты по регенерации [7]. Однако для увеличения допустимой загрузки установки с целью использования более интенсивного нейтрального пучка и вследствие более сложных требований к системе запуска установки для лучшего предварительного отбора искомым событий, следует использовать пропорциональные камеры.

Схема установки приведена на рис.4.

Предлагаемая установка сходна с установкой для поиска распада $K_S^0 \rightarrow 2\mu$ (см. /12/, рис.7), необходимые различия очевидны

- а) помещение конвертора фотонов в области между M_1 и M_2 .
- б) Добавление перед детектором мюонов детектора электронов, использованного в эксперименте по регенерации $K_L^0 \rightarrow K_S^0$.
- в) некоторое увеличение необходимого количества пропорциональных и искровых камер.

При этом, как уже было указано, установка должна располагаться на пучке с лучшим отношением K_L^0/μ , чем требуемое в опытах с генерацией K_S^0 , в основном эксперименте на пучке не требуется мишень и нужна другая логика запуска установки.

Примерные требования к триггеру.

- а) 2 частицы до конвертора
- б) появление дополнительной частицы в конверторе
- в) 3 или 4 частицы после магнита
- г) Импульс в детекторе электронов выше некоторого порога.

Детектор мюонов включен в установку для поиска распадов

$K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$. События с двумя метками мюонного детектора будут подвергнуты дальнейшей обработке с целью поиска этого распада.

II. Заключение

За 1000 часов работы ускорителя при сбрасываемой на мишень интенсивности несколько единиц $\times 10^{11}$ протонов/цикл возможно получить следующие экспериментальные результаты:

а) Если существует прямая эмиссия фотонов в процессе $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ и частота её близка к каким-либо из сделанных теоретических расчётов, то будет наблюдеено от нескольких десятков до сотен случаев экспериментально ещё не наблюденного распада $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ и будет измерен спектр фотонов. Это позволит доказать существование прямой эмиссии фотонов в слабо-электромагнитной вершине адронного распада K^0 -мезонов, измерить её вероятность и сопоставить с теоретическими расчётами. Знание ширины распада $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ с прямой эмиссией фотона позволит реально подойти к планированию дальнейших экспериментов по поискам сильного CP-нарушения в радиационном распаде $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$.

б) Если прямая эмиссия фотонов не будет обнаружена, то это позволит установить верхнюю границу этого распада на 1-2 порядка ниже, чем теоретически рассчитанная вероятность, что свидетельствовало бы о подавлении прямой эмиссии. В этом случае предлагаемый эксперимент мог бы показать, что распад $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ как по частоте, так и по спектру фотонов соответствует образованию фотонов в результате тормозного излучения. Тогда вопрос о поисках возможного сильного CP-нарушения в распаде $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ будет снят.

в) Будет осуществлен поиск экспериментально ещё не наблюденного распада $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$, до уровня $\approx 10^{-6}$ от полной вероятности распада K_L^0 .

В результате этого поиска, либо будет установлена экспериментальная верхняя граница для существования этого распада (в настоящее время отсутствует даже верхняя граница), либо будет наблюдеено несколько случаев этого распада и определена его парциальная ширина.

Молочко А.С. Деаиференц, 2 Коп
С.И. ... 1961

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В.А.Арбузов, А.Т.Филлипов. Препринт ОИЯИ P2-3087 (1966)
2. L.M.Sehgal, L.Wolfenstein. Phys.Rev.162, 1362 (1967).
- 3.L.M.Sehgal, Phys. Rev. D4, 267 (1971).
- 4.J.Berstein, G.Feinberg, T.D.Lee. Phys.Rev. 139, B1650 (1965).
5. T.D.Lee, C.S.Wu. Ann.Rev.Nucl.Sci. 16,567 (1966).
6. L.M.Sehgal. Phys.Rev. 183, 1511 (1969).
7. Васильев,С.Г. и др. Сообщение ОИЯИ PI-5381 (1970).
8. V.Barger. Nuovo Cim. 32, n.1, 127 (1964).
9. V.Kohara. Progr. of Theor.Phys. 48, 261 (1972).
10. B.R.Martin, E. de Rafael. Nucl.Phys. B8, n.1, 131 (1968).
B.R.Martin, E. de Rafael. J.Smith. Phys.Rev. D2, n.1, 179 (1970)
11. M.Banner, J.W.Cronin et al. Preprint, Prinstone, PUBC-3072-C
12. К.Ф.Альбрехт и др. Делегированное сообщение ОИЯИ B5-I-6699.
13. А.Л.Дубинин. Препринт ОИЯИ PI-6650 (1972).
14. S.V.Pepper, Y.Ueda. Nuovo Cimento, 33, 1614 (1964).
15. S.Oneda, Y.S.Kim,D.Korff. Phys.Rev. B136, 1064 (1964).
16. C.S.Lai, B.L.Young. Nuovo Cimento A52, 83 (1967).
17. R.C.Thatcher et al. Phys.Rev. 174, n.5, 1674 (1968).
18. T.Miyazaki Tokyo University of Education. Preprint TUEP-71-4
19. D.Cline. Nuovo Cimento 36, 1055 (1965).
20. R.J.Abrams et al. Phys.Rev.Lett. 29, 1118 (1972).

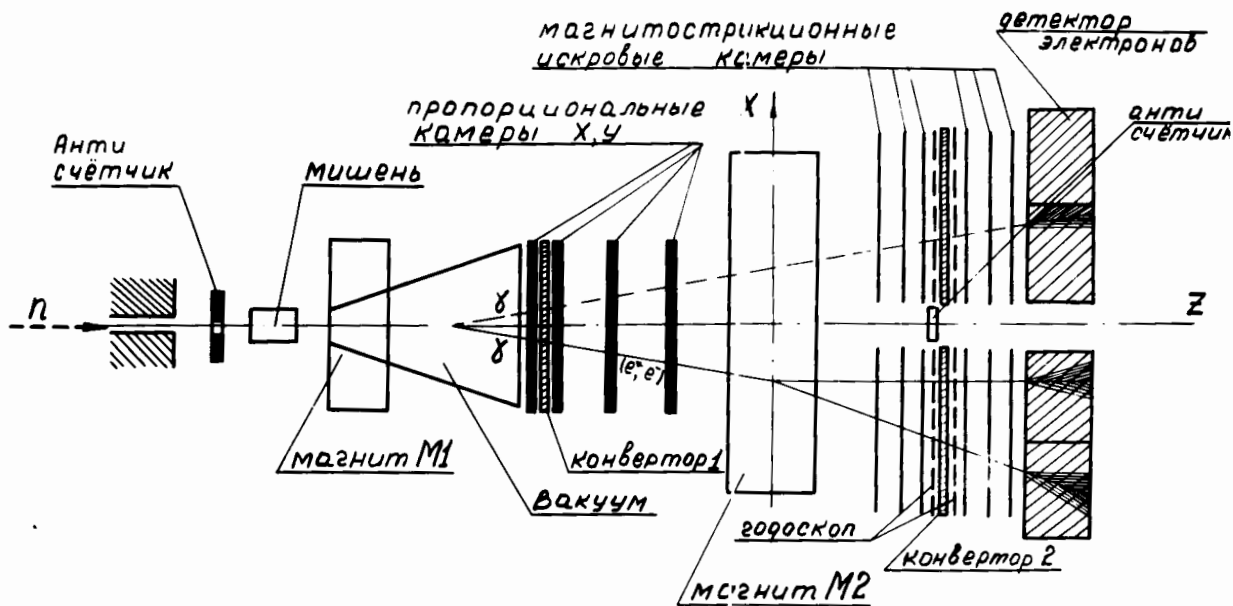


Рис.1. Схема расположения экспериментального оборудования для поиска распадов $K_S^0 \rightarrow 2\gamma$.

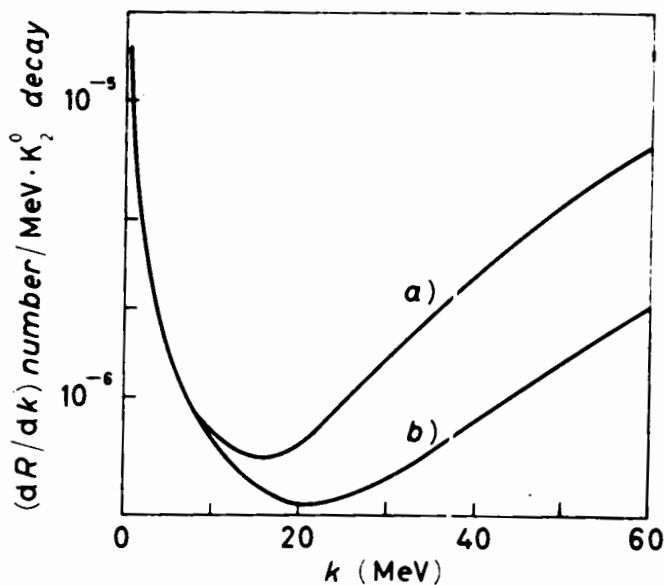


Рис.2. Спектр фотонов из распада $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ в предположении доли распадов $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ $1,6 \times 10^{-3}$ и доли прямой эмиссии а) 2×10^{-3} и в) 5×10^{-4} . К-энергия фотона.

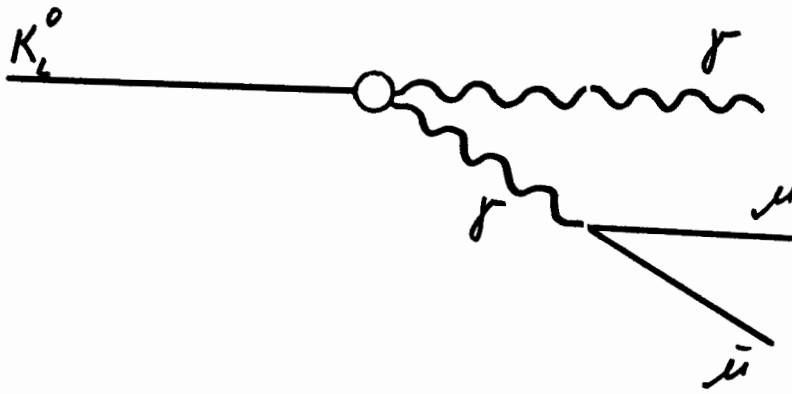


Рис.3. Диаграмма распада $K_L^0 \rightarrow \mu \mu \gamma$

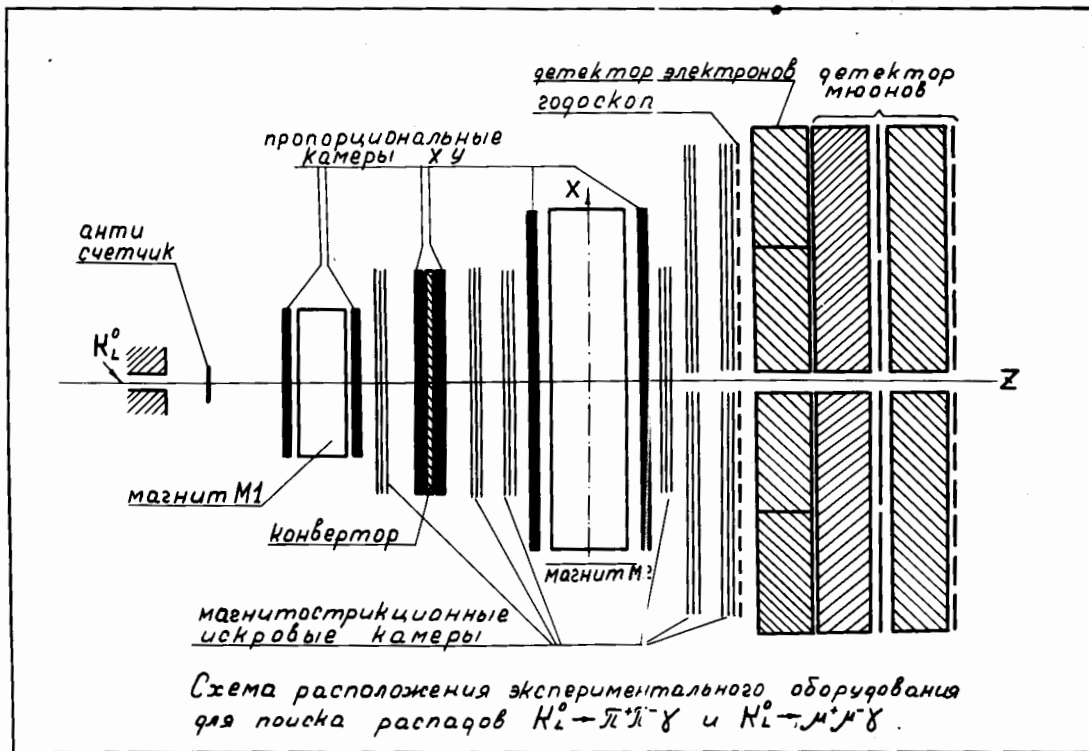


Рис.4.