

Бирулев В.К. и др.

СЗ46.55

Б-648

Б1-1-6529,



+

✓

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Б1-1-6529

ДЕПОНИРОВАННАЯ ПУБЛИКАЦИЯ

Дубна 1972

В.К.Бирулев, А.С.Вовенко, Д.Вестергомби, Т.С.Григалашвили,
Б.Н.Гуськов, В.Г.Кривохижин, В.В.Кухтин, М.Ф.Лихачев,
А.Л.Любимов, И.А.Савин, Ю.И.Саломатин, Л.В.Сильвестров,
В.Е.Симонов, Г.Г.Тахтамышев, Т.Г.Тодоров

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

С 346.55

Б-648

Д.Киш, Э.Надь, Л.Урбан

Центральный институт физических исследований, Будапешт

К.Альбрехт, Х.Кайзер, А.Майер

Б1-1-6529

Институт физики высоких энергий, Цойтен

Я.Вотруба, Я.Гладки, М.Новак, А.Прокеш

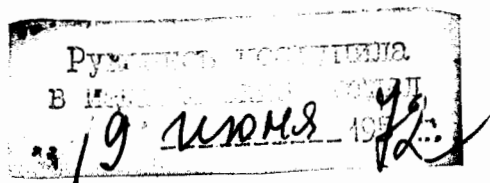
Физический институт ЧССАН, Прага

ПОИСК ВОЗМОЖНОГО НАРУШЕНИЯ

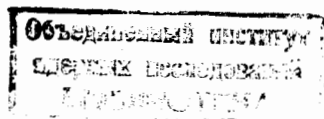
СР-ИНВАРИАНТНОСТИ В РАСПАДАХ КОРОТКОЖИВУЩИХ

КАОНОВ НА ДВА МЮОНА

(Проект эксперимента на
ускорителе ИФВЭ)



г.Дубна, 1971 г.



С.Ф. 3380

И. В В Е Д Е Н И Е

Недавно стало известно, что экспериментальный предел для вероятности распада долгоживущего каона



установленный в работе Кларка и др.^{/1/}, расходится с так называемым "простым" унитарным пределом вероятности этого процесса.

Кларк и др.^{/1/} дают отношение парциальной ширины процесса (I) к полной ширине распада K_L^0 (величину $R_L(\mu\mu)$):

$$R_L(\mu\mu) = \frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \text{вс})} \leq 1.8 \times 10^{-9} \quad (2)$$

на 90%-ном уровне достоверности.

Теоретическая нижняя граница этой величины была получена несколькими авторами и равна ¹²¹

$$R_L(\mu\mu)_{\text{теор}} \geq 6 \times 10^{-9} \quad (3),$$

что в три с лишним раза превышает экспериментальный предел.

Во всех работах расчёты унитарной границы вероятности процесса (I) проводились согласно диаграмме на рис. I и включали в себя следующие предположения:

1) CP - сохраняется; 2) абсорбционная часть процесса (I) обусловлена только 2γ - промежуточным состоянием на массовой оболочке; 3) в вершине $\mu\gamma$ справедлива квантовая электро-

динамика. Такие расчёты дают нижний предел для отношения $\Gamma(K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) / \Gamma(K_L^0 \rightarrow \gamma\gamma) \geq 1.1 \times 10^{-5}$ независимо от модели для действительной части $K\gamma\gamma$ - вершины.

Если использовать экспериментально хорошо определенную ширину процесса $K_L^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ¹³¹

$$\frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow 2\gamma)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \text{вс})} = (5.6 \pm 0.5) \times 10^{-4} \quad (4)$$

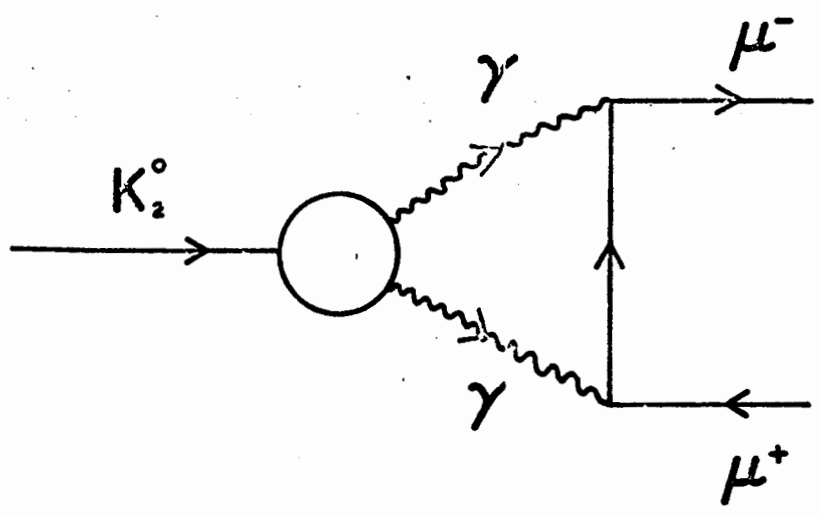
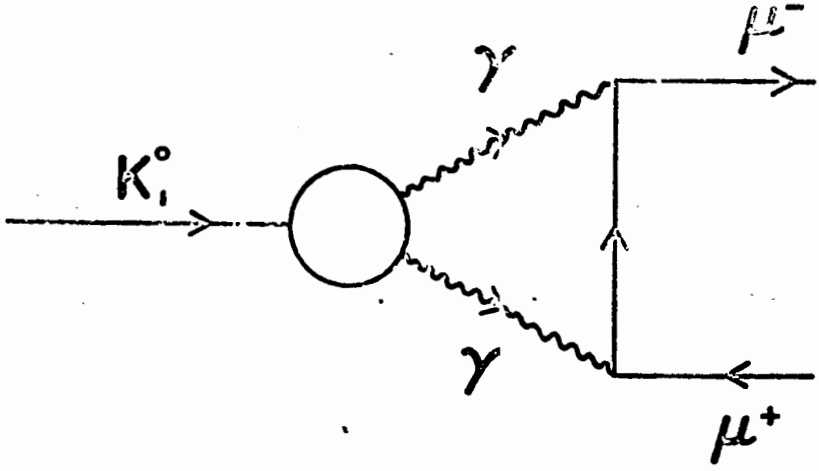


РИС. 1 Диаграммы для расчета вероятности распада $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$

то получим

$$R_L(\mu\mu)_{\text{теор}} \geq 6.1 \times 10^{-9}.$$

Каковы возможные пути разрешения возникшего противоречия или какое из легких в основу расчетов предположение может нарушаться ?

1. На данном этапе нет основания сомневаться в правильности экспериментов Кларка и др.

2. Эксперименты по определению скорости распада $K_L^0 \rightarrow \gamma\gamma$ (их 6) согласуются друг с другом.

3. Мартин и другие ¹⁴ показали, что учёт помимо 2γ других промежуточных состояний ($2\pi\gamma$; 3π) не может уменьшить унитарный предел $R_L(\mu\mu)$ более чем на 20%.

4. Имеется некоторое сомнение в справедливости квантовой электродинамики для описания $\mu\gamma$ - связи. Однако экспериментально изучен распад $\eta^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$. Для этого процесса унитарная ¹⁵ граница $\Gamma(\eta \rightarrow \mu^+\mu^-) / \Gamma(\eta \rightarrow 2\gamma) \geq 1.07 \times 10^{-5}$ и экспериментально полученная Хаймсом и др. ¹⁶ величина того же отношения $(5.9 \pm 2.0) \times 10^{-5}$ - согласуются друг с другом.

5. Остается выразить сомнения в сохранении CP в этих распадах.

Одно из теоретических построений, предложенное Кристом и Ли ¹⁷ основано на отказе от сохранения CP в распадах $K^0 \rightarrow \mu\mu$.

Предполагая, тем не менее, что CPT сохраняется, а также, что:

1) абсорбционная часть амплитуды $K_L^0 \rightarrow \gamma\gamma$ равна нулю; 2) абсорбционная часть $K_L^0 \rightarrow \mu\mu$ - амплитуды обусловлена только 2γ промежуточными соотношениями ; 3) квантовая электродинамика правильна, Крист и Ли нашли более низкую теоретическую границу , чем (3).

$$R_s(\mu\mu) \geq 5.2 \cdot 10^{-7} \quad (7в),$$

не делая специальных предположений об абсорбтивной части $K^0 \rightarrow \mu\mu$ (CP = - I) - амплитуды. Довольно общие предположения, связанные с последней амплитудой, приводят к тому, что граница ^{изменяется} до величины

$$R_s(\mu\mu) \geq 10,4 \cdot 10^{-7} \quad (7г).$$

Суммируя все оценки, можно сказать, что если соотношения (5) или (7 в, г) верны, а в этом случае амплитуда $A(K_S^0 \rightarrow \mu\mu)$ больше амплитуды $A(K_L^0 \rightarrow \mu\mu)$ приблизительно на 3 порядка, это сильно предполагает, ~~■~~ по крайней мере в одной амплитуде, CP - нарушение. Если верны соотношения (7а), (7б), то возможно CP - нарушение как в распадах $K^0 \rightarrow \mu\mu$, так и в распадах $K^0 \rightarrow \gamma\gamma$.

Нарушение неравенств (7а) + (7г) может быть использовано, как окончательное доказательство, что противоречие между экспериментальной шириной $R_L(\mu\mu)$ и предсказанным унитарным пределом не может быть обусловлено CP - несохранением и надо будет искать другую причину.

Приведенные соображения показывают, что экспериментальное определение вероятности распада $K_S^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ на уровне 10^{-7} от полной становится первоочередной задачей физики слабых взаимодействий.

II. Обзор экспериментальных данных по распадам $K_S^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$.

Экспериментов по определению ширины $\Gamma(K_S^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)$ не много. Тщательное определение этой величины не производилось, так как предсказываемое ранее теорией ¹¹⁰ в случае, если CP - сохраняется в распадах $K^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$, отношение

$$R_s(\mu\mu) \geq 5.1 \times 10^{-11} \quad (8)$$

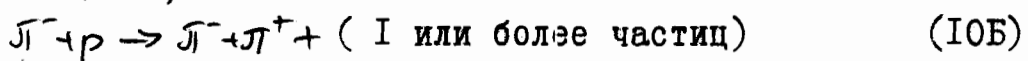
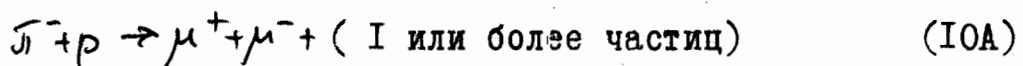
лежит и поныне далеко за возможностями современного эксперимента.

Известно всего 3 эксперимента, в которых определялась ширина $\Gamma(K_S^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)$ ¹¹¹⁺¹³¹. Винтер и др. получили ^[11] верхнюю границу на 90% уровне достоверности $\geq 7.3 \times 10^{-5}$, как побочный результат эксперимента по обнаружению интерференции в $K_{L,S}^0 \rightarrow 2\pi$ распадах за регенератором. Источником K_S^0 - мезонов в этой работе являлся процесс регенерации $K_L^0 - K_S^0$ в углероде. Винтер ^[11] и др. использовали магнитный спектрометр с пленочными искровыми камерами вне магнитного поля.

Работа ¹¹² / хотя и ставила для себя единственную задачу определения ширины $\Gamma(K_S^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)$, но их результат для верхней границы в 3 раза хуже, чем у Винтера.

Авторы этой работы использовали спектрометр с пленочными камерами в магнитном поле для детектирования $K_S^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ распадов, возникающих от процесса $\pi^- + p \rightarrow K^0 + \dots$. Низкая светосила установки и низкая интенсивность π^- -мезонного пучка ($\leq 10^5$ за цикл ускорителя) не позволили им улучшить результат Винтера.

В работе ¹¹³ / экспериментальный предел для отношения $R_s(\mu\mu)$ был снижен на порядок по сравнению с результатом Винтера и др. и составляет теперь $\leq 0.7 \times 10^{-5}$. Эта работа выполнена в ЦЕРНе на спектрометре с пленочными искровыми камерами вне магнитного поля. K_S^0 - мезоны рождались в $\pi^- p$ - взаимодействиях при 11 Гэв/с. Регистрировались реакции



Реакция (10A) измерялась с включением в триггер μ -мезонных счётчиков, стоявших за железной защитой после магнита.

Реакция (IOB) использовалась для мониторинга и при её изучении из триггера удалялись μ -счётчики. Успех этого эксперимента определялся высокой эффективностью установки для распадов $K^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$, вследствие того, что большой импульс первичного Π -мезонного пучка обусловил сильную коллимацию мезонных пар от распада K_S^0 в переднем направлении.

Итак, существующий ныне экспериментальный предел для отношения $\Gamma(K_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) / \Gamma(K_S^0 \rightarrow \nu e) \leq 0.7 \cdot 10^{-5}$ установлен в 1969 году с помощью техники фоновых искровых камер. Из предыдущего ясно, что сейчас необходимо либо установить, либо снизить экспериментальный предел этого отношения до уровня 10^{-7} , т.е. примерно на два порядка величины. Это вполне осуществимая задача и на современном уровне она может быть выполнена с использованием искровых и пропорциональных камер на линии с ЭВМ.

III. Постановка эксперимента по поиску и определению вероятности распада $K_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

Названный эксперимент возможно провести в Институте физики высоких энергий с помощью действующей в настоящее время на канале IK установки ОИЯИ.

Эта установка представляет собой магнитный спектрометр с 18 магнитострикционными искровыми камерами на линии с ЭВМ БЭСМ-3М, запускаемыми системой счётчиков. Она предназначена для изучения $K_L^0 - K_S^0$ регенерации через регистрацию распадов $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, возникающих за регенератором. Схема установки приведена на рис.2, а некоторые характеристики установки приведены в таблице I. ¹¹⁴¹

Благодаря наличию в установке двух детекторов μ -мезонов и двух детекторов электронов типа "Сэндвич", которые, в основном, помогают выделению редких $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ распадов на большом

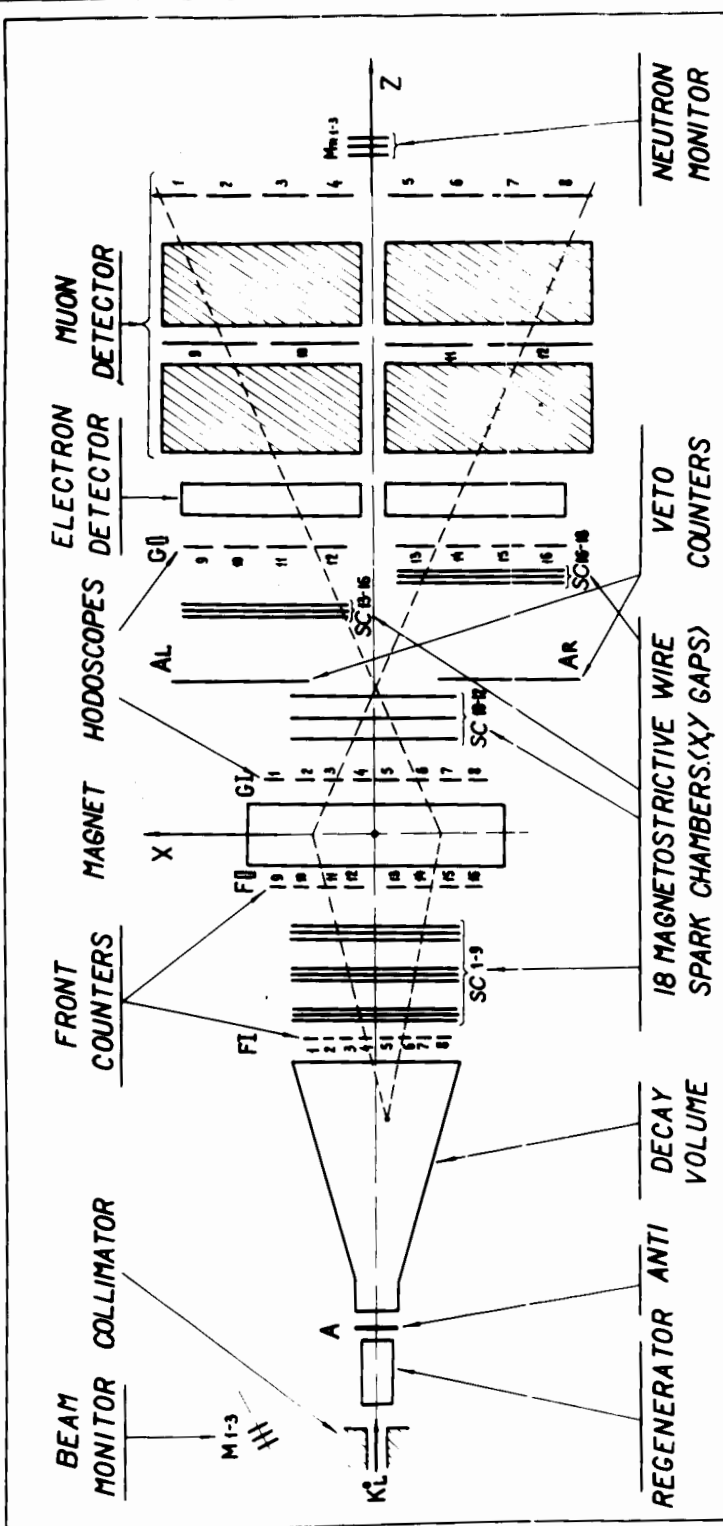


Рис.2. Схема спектрометра, пригодного для поиска распадов



в фоне распадов $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \mu^- \nu$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^+ e^- \nu$, оказывается возможным, в принципе, этой установкой регистрировать распады $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$, $K_L^0 \rightarrow e^+ e^-$, а при установке на пучке мишени, в которой пучковыми K_L^0 -мезонами и (или) нейтронами рождаются K^0 и \bar{K}^0 , также и распады $K_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ и $K_S^0 \rightarrow e^+ e^-$.

При рассмотрении возможности проведения эксперимента по поиску распадов $K_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ были рассмотрены оба источника K_S^0 : процесс регенерации $K_L^0 - K_S^0$ в веществе и рождение $K^0 \bar{K}^0$ -пар нейтронами, которые составляют основную часть интенсивности пучка на канале ИК.

III.1. $K_L^0 - K_S^0$ - регенерация, как источник K_S^0 .

В первую очередь была оценена максимально возможная интенсивность K_S^0 - мезонов, получаемых через регенерацию $K_L^0 - K_S^0$ в веществе.

Были проделаны расчёты для определения максимального выхода K_S^0 мезонов на разных ядрах, через когерентную и дифракционную регенерацию (смотри Приложение I). Эти расчёты показывают, что при существующем телесном угле канала 10^{-6} стер. и интенсивности сбрасываемого на мишень за цикл протонного пучка $3 \cdot 10^{11}$, можно иметь за 25 см медным регенератором 60 K_S^0 мезонов/цикл. Из них половина возникает через когерентную регенерацию, остальные через дифракционную.

С учётом эффективности и доли распадов установка может регистрировать из них только 4 распада $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ за I цикл или около 2000 распадов в час, если произвести перестановку аппаратуры в целях оптимизации эффективности к интервалу энергий K^0 -мезонов 10-20 Гэв/с, где их спектр имеет максимум.

Такая скорость регистрации означает, что при наиболее вероятной оценке ширины распада $K_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ — $R_S(\mu\mu) \gg 10^{-6}$, 1 распад $K_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ можно зарегистрировать за ≥ 500 часов работы ускорителя. В принципе возможно увеличить в 3 раза интенсивность K_L^0 в пучке за счёт увеличения телесного угла канала и сбрасывать на мишень 5×10^{11} протонов вместо $3 \cdot 10^{11}$. Это приведет к увеличению числа регистрируемых K_S^0 в 5 раз и позволит регистрировать 1 $K_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ распад за ≥ 100 часов работы ускорителя. Естественно, что для этого потребуется частично переделывать канал ИК. Таким образом, несмотря на все очевидные методические преимущества, регенерация $K_L^0 - K_S^0$, как источник K_S^0 , для определения вероятности распада $K_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ в данной установке на уровне 10^{-6} , а тем более на уровне 10^{-7} , не пригодна.

Ш.2. Генерация K_S^0 - мезонов нейтронами.

Для генерации K_S^0 через неупругие взаимодействия можно использовать любой адронный пучок достаточной интенсивности. Использование нейтронов для этой цели при той же интенсивности имеет методическое преимущество, поскольку не взаимодействовавшие в мишени нейтроны практически не загружают искровые камеры. Другое преимущество нейтронов заключается в форме его спектра.

В приложении 2 приведены расчеты спектров нейтронов в канале под углом 0° и 1° , а также выходы К-мезонов от этих нейтронных пучков. Расчёты проводились по Ранфту с постоянной привязкой к экспериментальным данным по выходу K_L^0 и нейтронов. Основные результаты этих расчётов следующие:

I. Интенсивность нейтронов под 0° превосходит в 20 с лишним раз интенсивность нейтронов под 1° .

2. Интенсивность нейтронов под 0^0 в существующем канале при 3×10^{11} протонах на мишени составляет 5×10^7 нейтронов за цикл.

3. Спектр нейтронов под 0^0 ~~жесткий~~ со средней энергией 64 Гэв/с и полной шириной около 8 Гэв/с.

4. Вероятность рождения K^0 -мезонов с импульсом ≥ 10 Гэв/с нейтронами под 0^0 превышает соответствующую вероятность для нейтронов под 1^0 в 10 раз вследствие большей жесткости нейтронного спектра под 0^0 .

5. Нейтронный пучок под 0^0 при интенсивности 5×10^7 нейтронов рождает на 20 см углеродной мишени в пределах угла ± 8 мрад $8000 K_S^0$ за цикл, что на 2 порядка превосходит выход от регенерации.

Поскольку спектр K_S^0 -мезонов от нейтронов очень близок к спектру падающих K_L^0 -мезонов, то установка по регенерации, оптимизированная для интервала энергий K^0 -мезонов 10-40 Гэв/с, практически пригодна для регистрации распадов $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ и $K_S^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$, возникающих за мишенью от взаимодействия нейтронов. Это позволяет в одной и той же установке проводить одновременно набор статистики, как для процесса регенерации, так и для изучения распада $K_S^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$.

Следует заметить, что угловое распределение K_S^0 от нейтрон-ядро взаимодействий в 10-20 раз шире когерентного пика. Для полного использования рожденных K_S^0 установка должна регистрировать распады K^0 -мезонов, летящих под достаточно большим углом к падающему пучку. Были проделаны соответствующие расчёты эффективности установки к $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ распадам в зависимости от угла рождения для разных импульсов K_S^0 (см. рис. 3).

Мишень располагалась в 2 метрах от первой камеры. Из этого рисунка видно, что K^0 , рожденные под углом до 8 мрад, достаточно эффективно регистрируются. Средняя по спектру K^0 эффективность оставляет около 7%. Таким образом, из 8000 K_S^0 , рожденных нейтронами в мишени через установку γ за цикл ускорителя пройдет ~ 400 K_S^0 распадов по моде $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ или 180.000 распадов в час. При ширине распада $\Gamma(K_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) / \Gamma_S \gg 10^{-8}$ в этом случае будет регистрироваться ~ 1 $K_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ распад за ≥ 5 часов, если установка сможет «переваривать» фон от взаимодействия $\sim 5 \cdot 10^7$ нейтронов за цикл с мишенью, расположенной в нескольких метрах от первых искровых камер. Если ширина распада на порядок ниже, то за ~ 500 часов работы ускорителя можно зарегистрировать ~ 10 распадов $K_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Если ни одного такого распада не будет за это время зарегистрировано, то будет установлен верхний предел вероятности распада

$$\Gamma(K_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) / \Gamma_S \leq 2,5 \times 10^{-8}$$
 на 90% уровне достоверности. При вычислении эффективности как функции угла K_S^0 -мезона предполагалось, что триггер такой же, как и для процесса регенерации $K_L^0 - K_S^0$, где требуется жесткое условие перекрестной геометрии (две частицы идут на разные стороны от оси пучка). Такой триггер не является оптимальным для K^0 -мезонов, идущих под углом к оси канала. Мы намерены изменить триггер и требовать, чтобы на плоскостях $F\Pi$, $G\Pi$ и $G\Pi$

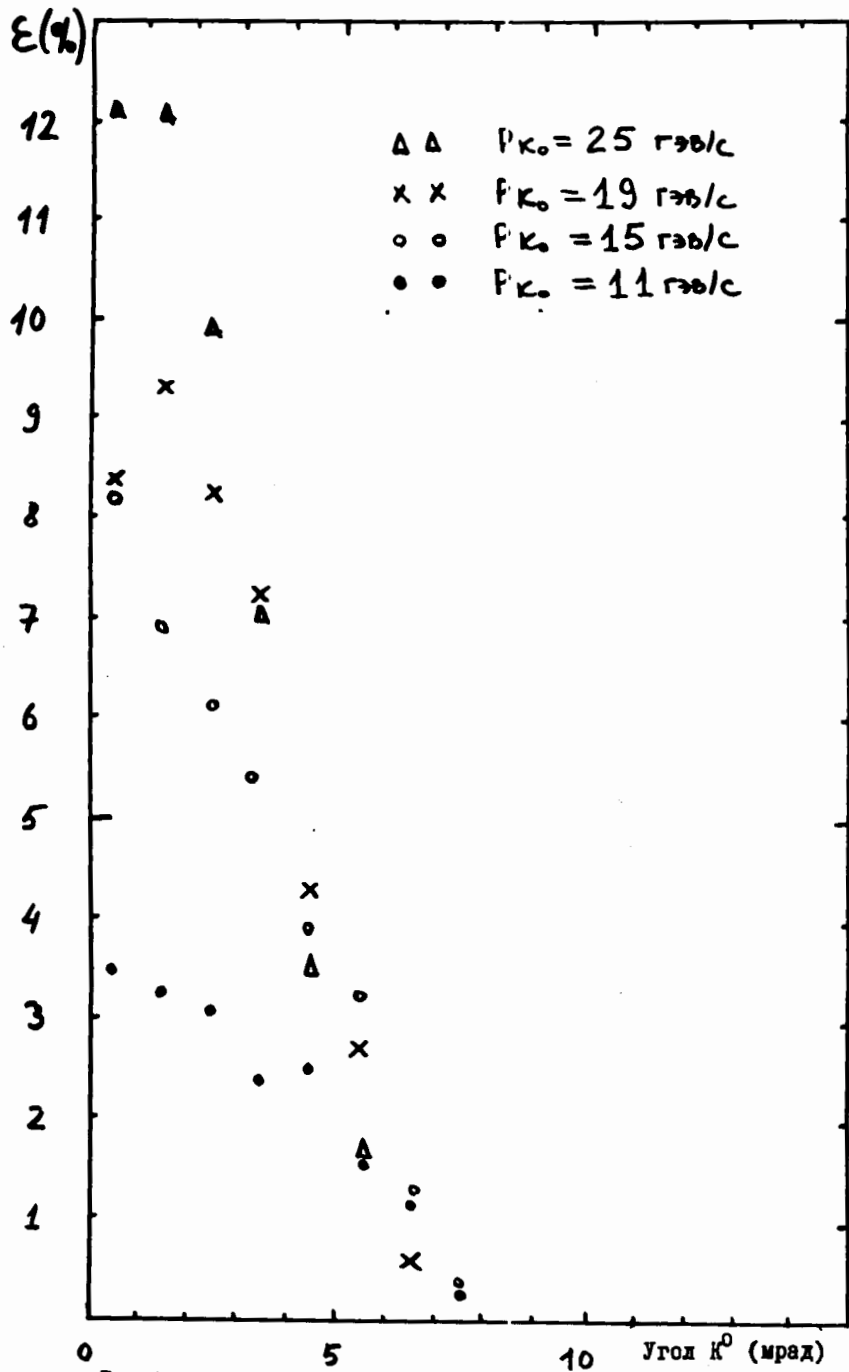


Рис.3. Эффективность установки в зависимости от угла вылета κ° из мишени.

рости триггеров, которую мы имели при изучение процесса регенерации $K_L^0 - K_S^0$ на водороде.

В эксперименте предполагается затрачивать 90-95% времени на регистрацию μ - мезонных пар, а остальные 5-10% на мониторингирование через регистрацию распадов $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Соотношение потоков нейтронов, пропущенных во время рабочих и мониторинговых измерений определяется через показания нейтронного монитора MN , установленного в конце канала. Отношение же эффективностей установки для регистрации этих двух процессов определяется из Монте-Карло расчётов и ожидается достаточно близким к 1.0. При экспозициях для регистрации распадов $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ установка может брать только 1% триггеров от числа возможных (40 триггеров из $4 \cdot 10^3$ при интенсивности нейтронов 5×10^7 за цикл), что вполне достаточно для мониторингирования. Необходимо только предусмотреть, чтобы соотношение возможного числа триггеров и мёртвого времени установки было такое, чтобы мониторинговая информация поступала равномерно по всей длительности растяжки, для исключения возможных систематических ошибок.

Вопросы, связанные с фоновой загрузкой искровых камер, фоновыми процессами, имитирующим $K_S^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ - распад, и реконструкцией событий при использовании интенсивного пучка нейтронов обсуждаются в Приложении № 3.

Ш. 3. План проведения эксперимента.

При проведении эксперимента разумно предусмотреть 2 этапа.

На первом этапе ставится задача получить $R_s(\mu\mu) \leq 10^{-6}$, т.е. снизить существующий экспериментальный предел приблизительно на порядок. Как было показано, для этого может потребоваться около 200 часов работы ускорителя. Если на указанном уровне

искомый распад $K_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ не будет обнаружен, то данный этап позволит:

- а) выяснить реальную фоновую загрузку искровых камер; б) определить максимально возможную интенсивность пучка нейтронов;
- в) установить размер физического фона в распределении реконструированных $\mu\mu$ - событий по эффективным массам и оценить способности аппаратуры снизить предел $R_S(\mu\mu)$ ещё на порядок.

На втором этапе ставится задача определения вероятности распада $K_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ на уровне $R_S(\mu\mu) \leq 10^{-7}$. Если удастся использовать максимально оцениваемую интенсивность нейтронов $5 \cdot 10^7$, то для этого потребуются около 500 часов работы ускорителя.

Ещё раз отмечаем, что положительный или отрицательный исход эксперимента существенно прояснит проблему, возникшую в связи с отсутствием распадов $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

- 1 + -

П Р И Л О Ж Е Н И Е I

Расчёт интенсивности K_S^0 через регенерацию $K_L^0 - K_S^0$

А. Когерентная регенерация.

/15/

Из эксперимента по регенерации на водороде известен спектр падающих K^0 - мезонов (см. рис. 1). Этот спектр имеет слабый максимум в районе 10-20 Гэв/с. Если учесть результаты измерения амплитуды регенерации, модуль которой ведёт себя по закону $\sim p^{-0,5}$, то максимального выхода K_S^0 - мезонов следует ожидать, если оптимизировать установку для интервала импульсов 10-20 Гэв/с и распадной базы 2 метра за счёт изменения геометрии расположения счётчиков, искровых камер и тока в магните. В эксперименте для изучения регенерации на водороде, установка была оптимизирована на интервал 20-40 Гэв/с и на длину распадной базы 9.0 метров. Оптимизация установки для интервала 10-20 Гэв/с приводит к расположению камер и счётчиков, изображенному на рис. 2. На рис. 3 показана геометрическая эффективность установки в этом случае для $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ распадов разных импульсов. Видно, что эффективность установки в зависимости от расстояния точки распада от магнита достаточно постоянна и равна в среднем около 10% на расстоянии 5-7 м.

Выход когерентно-регенерированных K_S^0 для различных мишеней приведен в таблице I. Из этой таблицы видно, что для интервала 10-20 Гэв/с максимальный выход даёт медь.

Вероятность когерентной регенерации на один падающий K_L^0 сос-

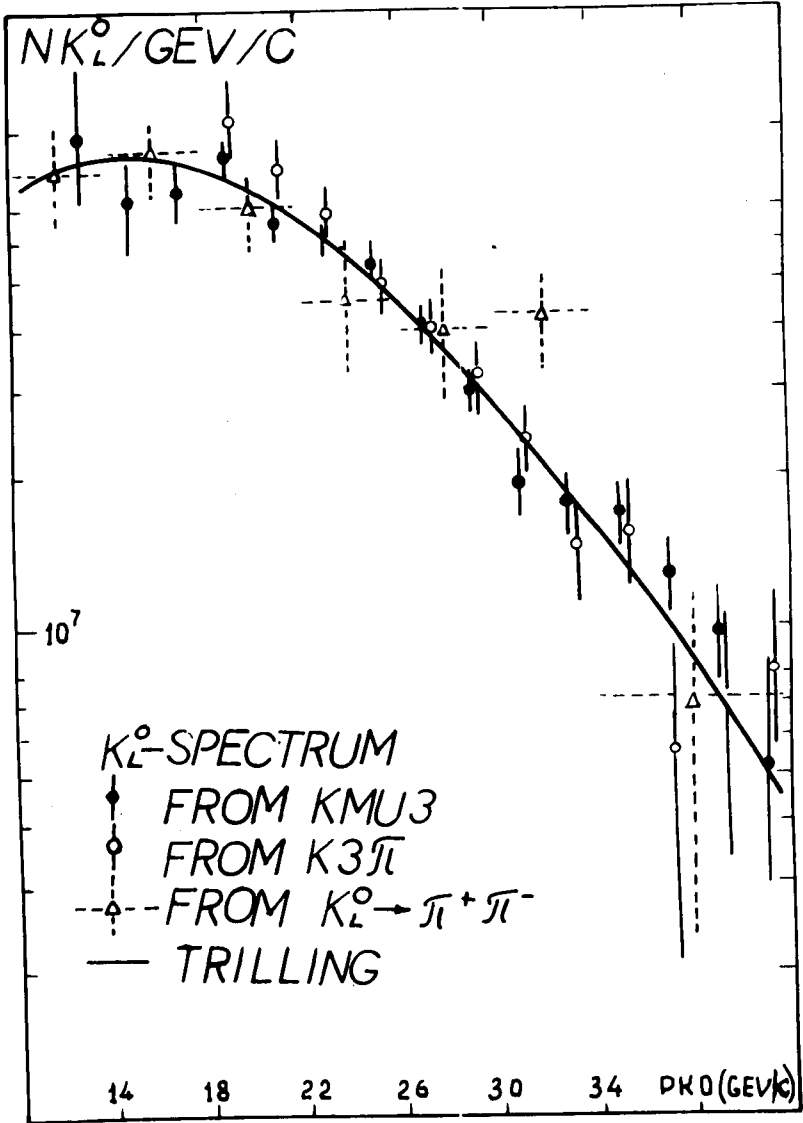


Рис.1. Спектр K_L^0 - мезонов в канале IK

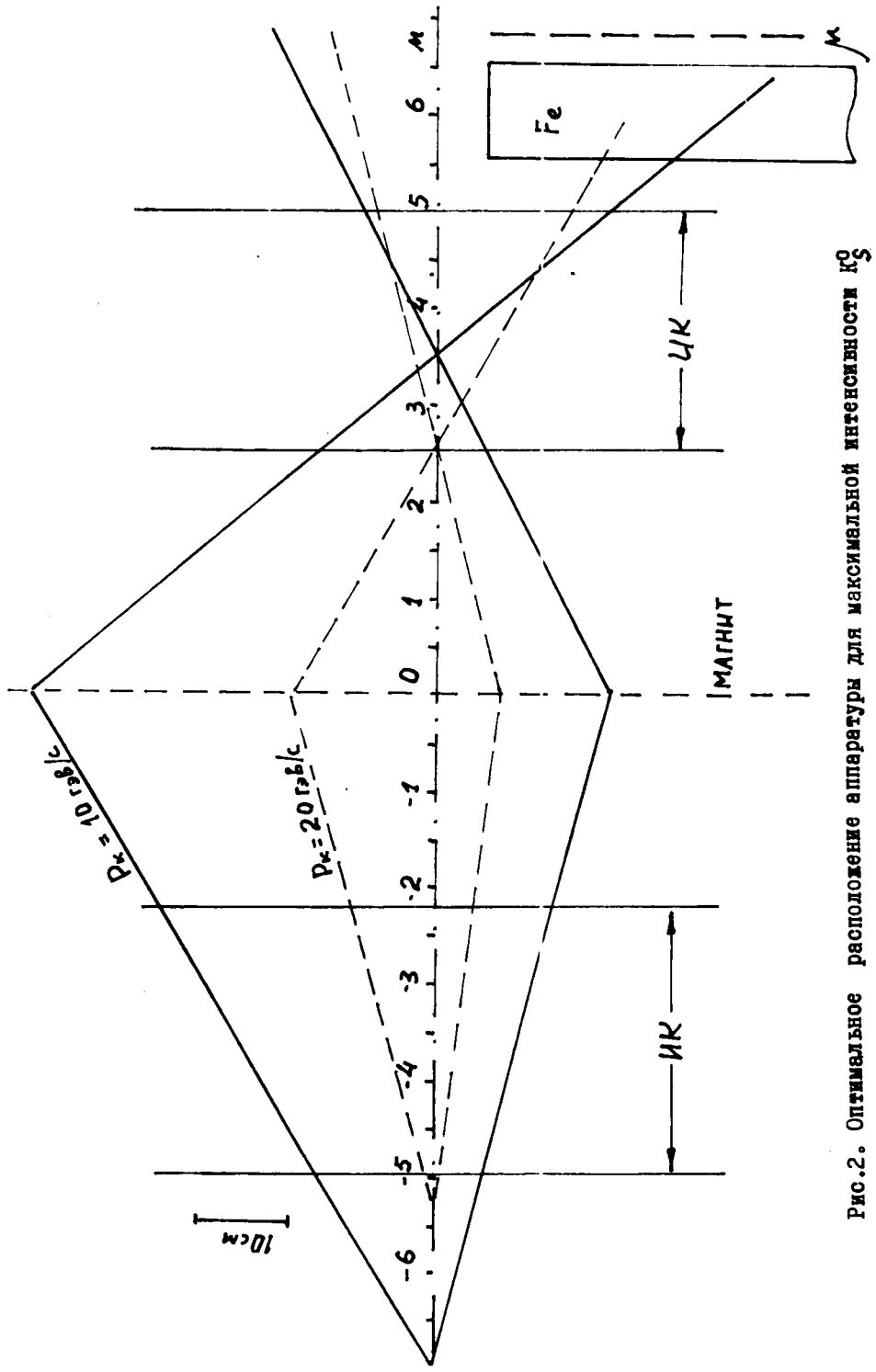


Рис.2. Оптимальное расположение аппаратуры для максимальной интенсивности K_0^0

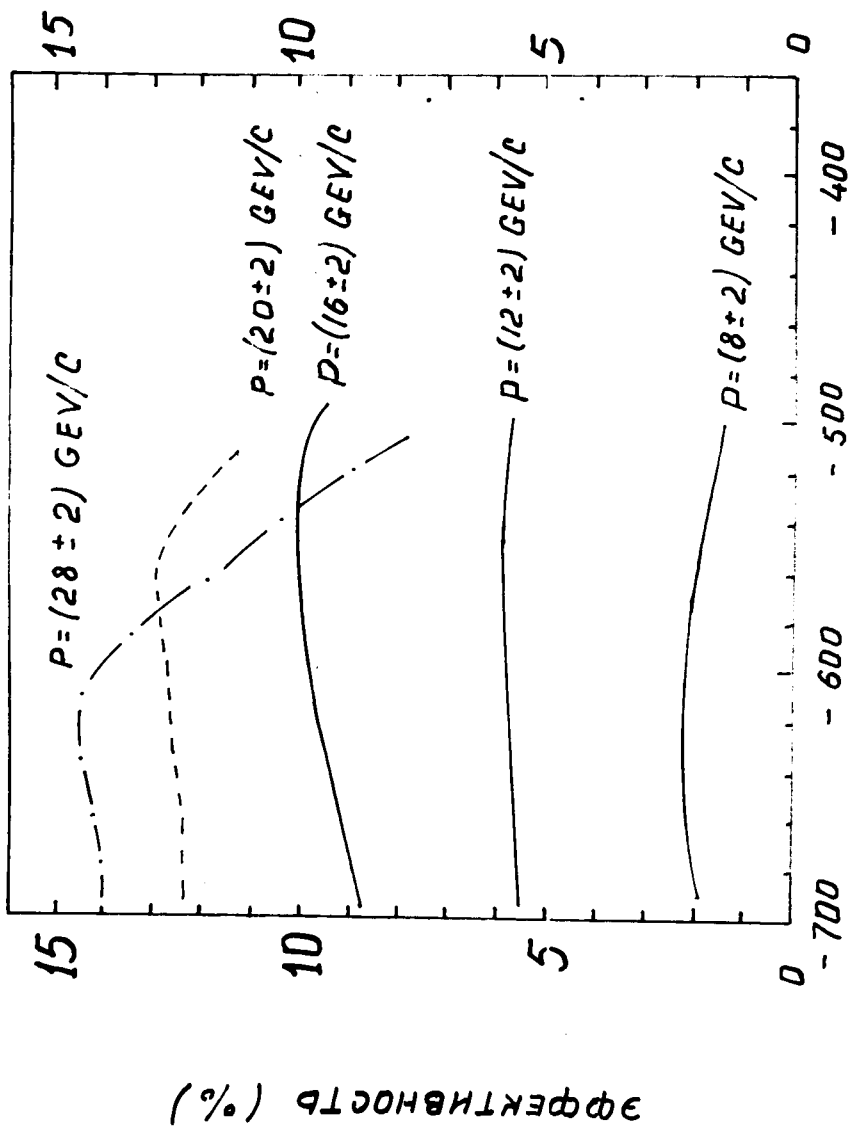


Рис.3. Эффективность установки в расположении, представленном на рис.2.

тавляет в среднем для интервала 10-20 Гэв/с 6×10^{-4} . При интенсивности K_L^0 - пучка 7×10^4 за цикл в этом случае ожидается 30 когерентных K_S^0 , из них $2.0 K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ распада регистрируется установкой.

Б. Дифракционная регенерация.

Помимо когерентной регенерации дополнительным источником K_S^0 - мезонов является дифракционная регенерация. Грубые оценки интенсивности дифракционной регенерации показывают, что её вклад таков же, как и вклад когерентной. Дифракционный конус в случае использования тяжелого регенератора при наших энергиях имеет размер в несколько (2+4) мрад и эффективность регистрации дифракционных K_S^0 сказывается очень близкой к эффективности регистрации когерентных K_S^0 (все когерентные K_S^0 лежат в пределах 0.8 мрад).

В. Когерентная + дифракционная регенерация.

Таким образом, когерентная + дифракционная регенерации могут дать максимальный выход 1.2×10^{-3} на 1 падающий K_L^0 , т.е. при интенсивности $7 \cdot 10^4 K_L^0$ ожидается $60 K_S^0$ за цикл из которых регистрируется $4 K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ распада ($1800 K_S^0$ распадов/час).

Для проверки качества оценки интенсивности K_S^0 было проведено сравнение вычислений с экспериментальными данными по регенерации на углероде (~~см. Приложение № 4~~).

Таблица I

Вероятность когерентной регенерации на ядрах в расчете на один падающий K_s^0 для меди, свинца и углерода (взята оптимальная длина при нормальной плотности).

P (Гэв/с)	Медь 25 см	Углерод =80 см	Медь 20 см	Свинец 25 см
10	8.28×10^{-4}	7.02×10^{-4}	7.95×10^{-4}	4.99×10^{-4}
12	7.13 --	6.53 --	6.78 --	4.33 --
14	6.21 --	6.01 --	5.87 --	3.79 --
16	5.49 --	5.54	5.16	3.37 --
18	4.19	5.12	4.59	3.02
20	4.41	4.72	4.12	2.72
22	4.01	4.39	3.74	
24	3.67	4.08	3.41	
26	3.38	3.83	3.14	
28	3.13	3.58	2.89	
30	2.91	3.37	2.69	
32	2.72	3.18	2.51	
34	2.54	2.99	2.34	
36	2.39	2.84	2.20	
38	2.25	2.69	2.07	
40	2.13	2.57	1.96	

~~ПРИМЕЧАНИЕ: Переход от 30 Гэв/с к 10 Гэв/с на углероде
увеличение интенсивности K_s^0 в 2 раза.~~

П Р И Л О Ж Е Н И Е 2

Расчёт выхода K_S^0 - мезонов от нейтрон-ядро

взаимодействия.

I. Определение потоков нейтронов под 0^0 и 1^0

Для вычисления потоков нейтронов используются расчёты *W. GROTE, R. Hagedorn, J. Ranft* (смотри «ATLAS OF PARTICLE PRODUCTION SPECTRA», препринт ЦЕРНа, 1970 г.). В этом атласе имеются спектры протонов, рожденных в P - алюминий взаимодействиях при 70 Гэв/с. Считаем, что спектр нейтронов совпадает со спектром протонов. Эта гипотеза хорошо подтверждается экспериментами по измерению полных сечений нейтронов.

В таблице I помещены спектры протонов от протон-алюминий взаимодействий под 0^0 и 1^0 для энергии первичных протонов 70 Гэв. Из данных приведенных в таблице I следуют следующие выводы:

1. Под 0^0 выход нейтронов в 24 раза больше, чем выход нейтронов под 1^0 ;
2. 85% нейтронов под 0^0 составляют нейтроны с энергией $50 + 70$ Гэв/с;
3. Средняя энергия нейтронов под 0^0 около 60 Гэв/с.;
4. Спектр нейтронов под 1^0 имеет слабо выраженный максимум в районе 30 Гэв.

Указанная форма нейтронного спектра под 0^0 обусловлена дифракционным взаимодействием и хорошо подтверждается экспериментально. Так в работе Джонед и Лонго ^{/16/} при импульсе первичного пучка протонов 29.1 Гэв/с почти все нейтроны под 0^0 лежали в интервале 22-29 Гэв/с. Средняя энергия нейтронов в этом эксперименте составляла 26.5 Гэв/с с полной шириной на полувысоте 3,5 Гэв/с.

Если сделать экстраполяцию этих данных на серпуховские энергии, то под 0^0 мы можем ожидать нейтроны со средней энергией 64 Гэв и полной шириной на полувысоте 8 Гэв, что хорошо совпадает с формой спектра, предсказываемого Ренфтом и др.

Указанное количественное различие потоков нейтронов под 0^0 и 1^0 хорошо подтверждается группой ИТЭФ, работающей на канале в ИФВЭ. Они предварительно получили, что поток нейтронов под 0^0 превосходит поток нейтронов под 1^0 , по крайней мере, в 20 раз.

Из данных в таблице I можно рассчитать количественно поток нейтронов в нейтральном канале IK. Телесный угол канала $= 10^{-6}$ стерадиана. Обычно используемый уровень интенсивности протонов на мишень 3×10^{11} . Длина мишени из алюминия 2 см. Для угла 1^0 из таблицы I следует

$$\int \frac{d^2N}{d\Omega dp} dp \approx 100 \frac{\text{частиц}}{\text{стерадиан} \times \text{взаимодействующий протон}}$$

Если ещё учесть параметры канала и дополнительное ослабление нейтронов в γ -фильтре толщиной 10 см (фактор ослабления в нём около 2), то получим ^Mожидаемый поток нейтронов $2,5 \times 10^6$ нейтронов/цикл.

Экспериментальные оценки потока нейтронов под 1^0 с помощью нейтронного телескопа в конце канала даёт 2×10^6 нейтронов/цикл,

что хорошо согласуется с ожидаемой по Ранфту.

Для оценок выхода K_0 - мезонов от нейтрон-ядерных соударений будем везде исходить из следующих потоков нейтронов:

- 1) под 0° - 5×10^7 нейтронов/цикл
- 2) под 1° - 2×10^6 нейтронов/цикл

Эти интенсивности достигаются при сбросе на мишень в камере ускорителя 3×10^{11} первичных протонов и при существующем ныне телесном угле канала.

2. Оценки потоков K_S^0 -мезонов от нейтрон-ядерных взаимодействий.

Для оценок ожидаемого выхода K_S^0 -мезонов от взаимодействия нейтронов с ядрами будем снова использовать данные из атласа, составленного Гроде, Хагедорном и Ранфт, где для импульсов первичных протонов 19.2, 30, 50 и 70 Гэв/с приведены расчётные данные для выхода K^+ - K^- - мезонов различных энергий.

Поскольку выход K^- - мезонов обычно много меньше выхода K^+ - мезонов, то первым можно пренебречь. Выход же K^0 будем считать равным выходу K^+ . Половина рожденных K^0 будет распадаться, как K_S^0 , а другая половина, как K_L^0 .

Данные по выходу K^+ - мезонов от взаимодействия протонов с ядрами алюминия при четырёх энергиях первичных протонов: 19.2, 30, 50 и 70 Гэв/с представлены в таблицах 2 и 3.

Таблица 2 относится к энергии первичных протонов 70 Гэв и для углов 0° и 1° , а таблица 3 содержит информации о выходе K^+ - мезонов под 0° для остальных трёх значений импульса первичных протонов.

Из данных, приведенных в таблице 2 видно, что выход K^+ - или K^0 - мезонов под 0° в 1.5 раза больше, чем под 1° .

Для нейтрального пучка под углом 1° предсказывается согласно таблице 2, интенсивность K^0 - пучка (~~что~~ при $\Delta\Omega = 10^{-6}$ стер. для 10-42 Гэв/с интервала, при 3×10^{11} протонов, падающих на 2 см мишень из алюминия) равная $2 \times 10^5 K^0/\text{цикл}$, или $1 \times 10^5 K^0 / \text{цикл}$. При этом учитывалось ослабление пучка в γ - фильтре, так же как и для нейтронов.

Сопоставляя этот предсказанный поток K^0 - мезонов $1 \times 10^5 K^0 / \text{цикл}$ с экспериментально определенным $7 \times 10^4 K^0 / \text{цикл}$, мы видим, что они согласуются с точностью до фактора равного 0,7. ~~Учитывая~~

Далее мы везде будем считать, что форма спектра K^0 - мезонов хорошо предсказывается Ранфтом, а для количественного согласия расчётов с экспериментом будем использовать фактор реальности $K = 0.3$, занижающий расчётную интенсивность.

Для постановки эксперимента по изучению распадов $K_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ~~лучше~~ наиболее перспективным источником K^0 является нейтронный пучок под 0° , поскольку его интенсивность велика (5×10^7 нейтронов/цикл) и он состоит в основном из нейтронов больших энергий (60-70 Гэв). Для оценки выхода K_S^0 будем использовать данные по выходу K -мезонов для 70 Гэв протонов, поскольку средняя энергия нейтронов в таком пучке отличается от 70 Гэв/с всего по 10%. В стандартных условиях (интенсивность протонов 3×10^{11} , телесный угол канала 10^{-6}) для выхода K_S^0 -мезонов в телесный угол 2×10^{-6} стерадиана мы имеем $80 K_S^0$. Угол 2×10^{-6} выбран потому, что в этот угол укладывается вся когерентная регенерация ($\theta^2 = 0.6 \cdot 10^{-6}$). При проведении расчётов считалось, что мишень для рождения K_S^0 тонкая (в ней взаимодействует 20% нейтронов).

Таким образом, нейтронный пучок под 0° даёт в телесный угол, соответствующей углу когерентной регенерации, в 2 раза больший вклад, чем регенератор оптимальной толщины. Но

поскольку распределение K_S^0 - мезонов очень широкое по сравнению с когерентным пиком (когерентный пик имеет дисперсию около 0.5×10^{-3} рад, а K^0 от нейтронов - 0.01 рад), то выход K_S^0 мезонов от нейтронов под 0^0 может быть на 2 порядка больше.

Для практических применений имеет большой интерес ожидаемый выход K_S^0 - мезонов от нейтронов под 1^0 . Чтобы получить эту информацию воспользуемся предсказываемым выходом K^+ -мезонов в таблице 2 и 3, а распределение нейтронов по энергии возьмём из таблицы 1. Ожидаем для K_S^0 - мезонов выход

$$\int \frac{d^2N}{dp d\Omega} dp = 2.7 \frac{\text{частиц}}{\text{стер.} \times 1 \text{ взаим. протон,}}$$

что в 10 раз меньше, чем от нейтронов под 0^0 . Учитывая, что поток нейтронов под 1^0 в 24 раза меньше, чем под 0^0 , то для $\Delta\Omega = 2 \cdot 10^{-6}$ ожидаем $1 K_S^0$ /цикл, что в 80 раз меньше, чем для нейтронного пучка под 0^0 .

Таким образом, нейтронный пучок под 1^0 представляет малоэффективный источник K_S^0 - мезонов, поскольку ожидаемый выход K_S^0 - мезонов в область когерентного пика составляет около 1% от регенерационного варианта эксперимента, а интегральный выход по всему интервалу углов вторичных K^0 не превышает выхода когерентной регенерации на оптимально выбранном регенераторе.

Таблица I

Выход вторичных протонов от протон-алюминий взаимодействий при 70 Гэв/с для 0^0 и 1^0 .

Импульс	для 0^0 $\frac{d^2N}{d\Omega dp}$	для 1^0 $\frac{d^2N}{d\Omega dp}$
7	1.40	1.40
14	2.80	2.50
21	4.50	2.80
28	8.90	3.20
35	11.40	2.60
42	28.0	1.90
49	50.0	1.20
56	71.0	0.56
63	89.0	0.23
70	100.0	0.1
$(\sum \frac{d^2N}{d\Omega dp}) \cdot \Delta p$	2570	105

ПРИМЕЧАНИЕ: $\frac{d^2N}{d\Omega dp}$ в единицах частиц
стерад. x Гэв/с x взаим. протон

в лабораторной системе, а

$(\sum \frac{d^2N}{d\Omega dp}) \cdot \Delta p$ в частицах
стер. x взаимод. протон

Таблица 2

Выход K^+ - мезонов под 0^0 и I^0 на алюминии при импульсе первичных протонов 70 Гэв/с.

Импульс	для 0^0 $\frac{d^2N}{dp d\Omega}$	для I^0
7	1.0	1.0
14	1.0	0.7
21	0.67	0.45
28	0.50	0.22
35	0.32	0.13
42	0.18	0.05
49	0.10	0.006
56	0.025	0.0001
63	-	-
70	-	-
$(\sum \frac{d^2N}{dp d\Omega}) \cdot \Delta P$	26.5	18.0

ПРИМЕЧАНИЕ:

$$\frac{d^2N}{dp d\Omega}$$

выход вторичных частиц в

лабораторной системе в единицах

частиц

стерадиан x Гэв/с x взаим.протон

Таблица 3

Выходы K^+ -мезонов от протонов на алюминии под 0°
для разных импульсов первичных протонов:
19.2, 30 и 50 Гэв/с.

$P_0 = 19.2$ Гэв/с

Импульс	$\frac{d^2N}{dP \cdot dR}$
9.60	0.071
11.52	0.035
13.44	0.016
15.36	0.005

$(\sum \frac{d^2N}{dP dR}) \cdot \Delta P \quad 0.24$

$P_0 = 30.0$ Гэв/с

Импульс	
9.0	0.25
12.0	0.20
15.0	0.125
18.0	0.065
21.0	0.032
24.0	0.006
$(\sum \frac{d^2N}{dP dR}) \cdot \Delta P$	2.0

$P_0 = 50.0$ Гэв/с

10.0	0.63
15.0	0.50
20.0	0.36
25.0	0.22
30.0	0.10
35.0	0.063
40.0	0.016

$(\sum \frac{d^2N}{dP dR}) \cdot \Delta P \quad 9.5$

Таблица 4

Выход K^+ -мезонов с импульсом ≥ 10 Гэв/с от нейтронного пучка под I^0 на серпуховском ускорителе

Импульс нейтронов (Гэв/с)	Спектр	Выход K^+ частиц (стер.х I взаим.протон)	Выход спектр
19.2	0.4	0.24	0.09
30.0	0.43	2.0	0.86
50.0	0.16	9.5	1.52
70.0	0.01	26.5	0.27
			2.7 $\frac{\text{частиц}}{\text{стер х I в. протон}}$

П Р И Л О Ж Е Н И Е № 3

А. Фоновая загрузка искровых камер.

Как показывает накопленный нами опыт работы с искровыми бесфильмовыми камерами, поиск и опознавание событий программой геометрической реконструкции проходит на ЭВМ достаточно успешно, если среднее число искр на камеру не превышает 4,5. Фоновая загрузка на искровые камеры, используемые в эксперименте, по регенерации, при стандартном режиме работы (нейтральный пучок под 1^0 и интенсивность протонного пучка 3×10^{11} протонов в цикл) составляет для искровых камер до магнита 2.8 искры, а после магнита 2.2 искры. Из них фон вносимый регенератором 20 г/см^2 водорода составляет 0.2 искры для искровых камер перед магнитом, а на камерах за магнитом он не чувствуется. Остальной фон обусловлен общим фоном, линейно зависящем от интенсивности протонов сбрасываемых на мишень. Эти цифры получены при потоке нейтронов 2×10^6 за цикл при их средней энергии около 30 Гэв. Переход на нейтроны под 0^0 при той же интенсивности протонного пучка на мишень резко увеличивает поток нейтронов в канале на фактор 20, что сразу же перегружает искровые камеры вторичными частицами от взаимодействия нейтронов с ядрами мишени. Однако, если использовать в 5 раз меньшую интенсивность нейтронного пучка, то фон от взаимодействия нейтронов будет на уровне 1.0 частицы на камеру, что обеспечивает достаточно пригодные условия для работы.

Таким образом, на нынешнем уровне знания фона, эксперимент

по поиску $K_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ на уровне $R \lesssim 10^{-6}$ заведомо можно выполнить на искровых камерах. Окончательно решить вопрос: возможно ли с искровыми камерами достичь уровня $R \lesssim 10^{-7}$ за разумное время ~ 500 часов работы ускорителя можно лишь после проведения пробных экспозиций на разных интенсивностях нейтронного пучка. Подготавливаемая в настоящее время замена искровых камер перед магнитом на пропорциональные камеры для изучения регенерации на дейтр^ерии позволит использовать более высокую интенсивность и сократить время набора статистики для получения результата на уровне $R_S(\mu\mu) \lesssim 10^{-7}$.

Б. Фоновые процессы, имитирующие $K_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ распады.

Как показывает опыт экспериментов по поиску процессов $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$, основным фоновым процессом для них являлся распад $K_L^0 \rightarrow \pi \mu \nu$, с последующим распадом π -мезона на лету на μ -мезон и нейтрино.

В предлагаемом нами эксперименте пучковые K_L^0 -мезоны составляют малую долю в пучке (на уровне 2×10^{-3}), но тем не менее являются потенциально опасным источником фона для процесса $K_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Рождённые нейтронами на мишени K_L^0 -мезоны также могут имитировать $K_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ распад, распадаясь по моде $K_L^0 \rightarrow \pi \mu \nu$. Но интенсивность этих K_L^0 -мезонов на порядок меньше интенсивности K_L^0 в пучке ($8 \times 10^3 K_L^0$ от нейтронов в телесный угол ± 8 мрад и $10^5 K_L^0$ в пучке) и мало добавляет к фону от пучковых K_L^0 .

Для оценки фоновых процессов при поиске $K_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ распадов нами было исследовано распределение по эффективной массе

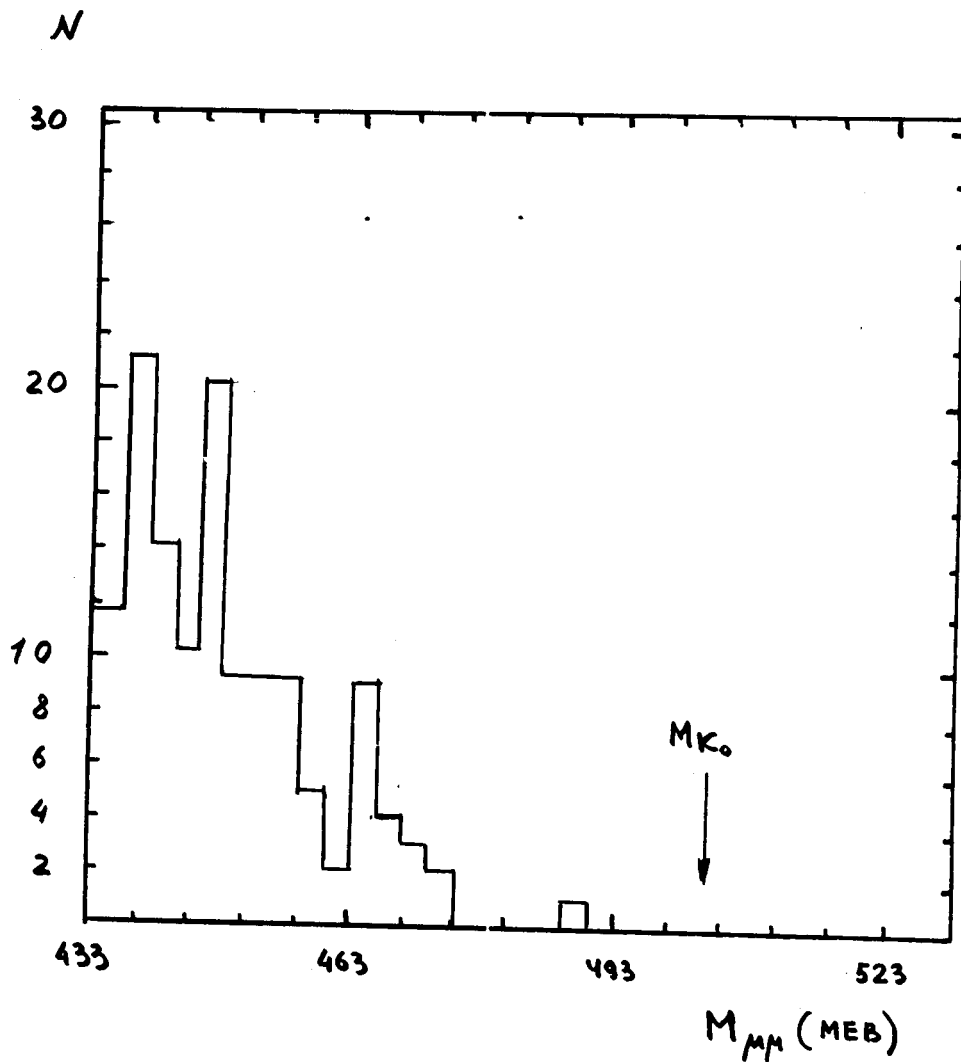


Рис. 4. Спектр инвариантных масс событий от $K_L^0 \rightarrow \mu + \pi + \nu$ - распадов, имеющих две μ - метки.

процесс генерации K^0 нейтронами существенно неупругий. При анализе кандидатов на распад $K_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ необходимо рассматривать только те вилки, которые находятся в области за мишенью. Вилка в области за регенератором, если она заполнена вакуумом, могут быть обусловлены только распадами $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ и $\Lambda^0 \rightarrow \pi^+ p$, рожденными в n -ядро взаимодействии. Максимальный поперечный импульс продуктов распада Λ^0 - 100 Мэв/с - существенно меньше, чем в распадах $K^0 \rightarrow 2\pi$ - 206 Мэв/с и в $K^0 \rightarrow 2\mu$ - (225 Мэв/с). Это обстоятельство позволяет кинематически легко избавиться от вилок Λ^0 . Ожидаемая точность в z -координате реконструируемой вилки составляет 3-4 см при расположении мишени в 3 метрах от искровых камер. Если выбирать только те вилки, которые отстоят от заднего торца мишени на 10-20 см, то вилки непосредственно из мишени будут полностью исключены. В связи с вышесказанным ясно, что при анализе событий необходимо особо тщательно спаривать треки в вилку, поскольку возможно более двух прямых треков в искровых камерах до магнита. Использование повернутых искровых камер в этом случае значительно облегчает спаривание X и Y треков.

Г. Детектор μ - мезонов.

Особое значение для успешного проведения предполагаемого эксперимента имеет конструкция детектора мюонов. Благодаря большой энергии K^0 -мезонов, вторичные μ -мезоны, регистрируемые в установке от K^0 -мезонов или $K_L^0 \rightarrow \pi \mu \nu$ имеют энергии выше 5 Гэв/с. Это позволяет использовать железный фильтр толщиной около 2 метров, без существенной ^{потери} эффективности к μ -мезонам и практически с нулевой вероятностью прохождения сквозь него π -мезонов.

Как показал опыт работы с детектором μ - мезонов в эксперименте по регенерации, его разумно разделить на две части и между ними установить сцинтилляционные счётчики. Это привело к резкому уменьшению случайных совпадений в μ - счётчиках, установленных за железным фильтром. Существенную помощь при поиске μ - мезонов оказывает сопоставление координаты экстраполированного трека на плоскости μ - счётчиков с номером сработавшего счётчика. В проведенном эксперименте использовалось 5 горизонтальных счётчиков в каждом μ - детекторе. Установка дополнительно 4-5 вертикальных счётчиков может улучшить дискриминацию случайных срабатываний μ - счётчиков.

Добавить

Джин	Григорьев	Ткачев
Кады	Зубан	К. Ворон
Вягунба	Мурзин	М. Макашова
Ф. Вестергаде	Ст. Прохор	К. Седухин
М. Новак	Дале	Федор
А. Мухомов	К. Канзер	А. Сидоров
А. Мель	Минчевский	Син
	В. Кривохиш	Дукин
		Г. Тарст.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. A.Clark et al. Phys.Rev.Lett. 26, 1667 (1971).
2. I.M. Sehgal, Nuovo Cimento, 45, 785 (1966),
I.M. Sehgal, Phys. Rev. 183, 1511 (1969)
3. K.Winter. , раппортерский доклад на Амстердамской конференции 1971 г.
4. B.R.Martin et al. Phys.Rev. D2, 179 (1970).
5. J.D.Jackson, G.Quigg. UCRL 18487 (1968).
6. Hyams et al. Phys.Lett. 29B, 128 (1969).
7. N.Christ and T.D.Lee. Phys.Rev. 4D, 209 (1971).
8. M.K.Gaillard. CERN-TH 1342 (1971).
9. G.V.Dass. CERN-TH 1412 (1971).
11. M.Bott-Bodenhansen et al. Phys.Lett. 24B, 194 (1967).
12. R.D. STUTZKE и др. Phys. Rev. 177, NS, 2009 (1969)
13. B.D. Hyams et al. Phys.Lett. 29B, 521 (1969).
14. С.Г.Басиладзе и др. ОИЯИ PI-536I, 1970
15. В.К.Бирулев и др. Доклад на Амстердамской конференции, 1971 г.,
Phys. Lett. 386, 452, (1972).
16. I.W. Jones и др. Phys. Lett. 36 B, 509 (1971)