

8  
Н-99

0  
643



Лаборатория ядерных проблем  
Лаборатория высоких энергий

Д.В. Нягу, Э.О. Оконов, Н.И. Петров, А.М. Розанова, В.А. Русаков

Д - 643

ОБ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ПРОВЕРКЕ  
ПРАВИЛА ОТБОРА  $\Delta 1 = \frac{1}{2}$  ДЛЯ ЛЕПТОННЫХ  
РАСПАДОВ К-МЕЗОНОВ

*исЭЯФ, 1961, т40, 66, с1618*

Д у б н а 1960



Д.В. Нягу, Э.О. Оконов, Н.И. Петров, А.М. Розанова, В.А. Русаков

Д - 643

ОБ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ПРОВЕРКЕ  
ПРАВИЛА ОТБОРА  $\Delta I = \frac{1}{2}$  ДЛЯ ЛЕПТОННЫХ  
РАСПАДОВ К-МЕЗОНОВ

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

### А н н о т а ц и я

Методом камеры Вильсона с пластинкой измерена относительная вероятность распада  $K_2^0 \rightarrow e^\pm + \pi^\mp + \nu$ . По отношению ко всем распадам, имеющим заряженные продукты, эта вероятность составляет  $(46 \pm 11)\%$ . Найдены 4 электронно-позитронные пары с большими углами раствора, и произведен их анализ. Показано, что эти события следует рассматривать как прямое экспериментальное указание на существование до сих пор не наблюдавшегося распада  $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$ .

Найденная по среднему времени жизни  $K_2^0$  мезона абсолютная вероятность  $K_2^0 \rightarrow e^\pm + \pi^\mp + \nu$  распада (с учетом доли  $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$ ) в пределах ошибок опыта согласуется с удвоенной абсолютной вероятностью распада  $K^+ \rightarrow e^+ + \pi^0 + \nu$ , что свидетельствует в пользу распространения правила отбора

$\Delta I = 1/2$  на лептонные распады K-мезонов. Оценка абсолютной вероятности

$K_{\mu 3}$  распада также согласуется с указанным правилом отбора.

Впервые правила отбора по изотопическому спину для распадных процессов гиперонов и  $K$ -мезонов были высказаны Гелл-Манном и Пайсом (1), которые предположили, что в случае нелептонных распадов величина изотопического спина изменяется на  $1/2$ . В дальнейшем было показано, что распады с участием сильно взаимодействующих частиц в пределах ошибок измерения удовлетворительно описываются правилом отбора  $\Delta I = 1/2$  (см. например обзор <sup>12/</sup>).

Позднее Окунь <sup>13/</sup> рассмотрел это правило в рамках составной модели элементарных частиц, предложенной Сакатой <sup>14/</sup>, в которой в качестве "истинно-элементарных" частиц принимаются нуклон и  $\Lambda^0$ -гиперон. Он показал, что если ограничиться четырехфермионным взаимодействием, то исходным распадом является распад  $\Lambda^0 \rightarrow p + e^-(\mu^-) + \gamma$ , в котором изотопический спин сильно взаимодействующих частиц изменяется на  $1/2$ . С помощью указанного процесса в рамках модели Сакаты могут быть описаны все другие лептонные распады странных частиц. Отсюда появляется возможность распространить на  $K_{e3}$  и  $K_{\mu 3}$  распады правило отбора  $\Delta I = 1/2$ , которое дает следующие соотношения для абсолютных вероятностей распадов

$$w(K_{e3}^0) = 2 w(K_{e3}^+), \quad (1)$$

$$w(K_{\mu 3}^0) = 2 w(K_{\mu 3}^+). \quad (2)$$

При более общих предположениях об одинаковости трансформационных свойств в изотопическом пространстве для слабых взаимодействий странных частиц с участием и без участия лептонов к аналогичному выводу пришли Окубо и Маршак <sup>15/</sup>.

Первый шаг по проверке правила отбора  $\Delta I = 1/2$  совместно для лептонных и нелептонных распадов  $K$ -мезонов был сделан Кобзаревым и Окунем <sup>16/</sup> и Окубой и др. <sup>17/</sup>, которые по экспериментальным данным о  $K^+$ -распадах вычислили среднее время жизни  $K_2^0$ -мезона. Вычисленная величина оказалась мало отличающейся от экспериментального значения.

Однако непосредственное сравнение абсолютных вероятностей лептонных распадов  $K$ -мезонов (проверка справедливости соотношений (1) и (2)) до сих пор

не проводилось<sup>1/</sup> из-за отсутствия экспериментальных данных по распадам  $K_2^0$ -мезонов. В работе Бардона и др.<sup>/9/</sup>, выполненной с помощью камеры Вильсона, по кинематике  $V^0$ -событий и ионизационным измерениям было идентифицировано несколько случаев  $K_{e3}$  и  $K_{\mu 3}$  распадов  $K_2^0$  мезонов. Однако, как указывают сами авторы, им не удалось сколько-нибудь точно оценить относительные вероятности рассматриваемых распадных процессов.

Настоящая работа является частью экспериментального исследования распадных свойств  $K_2^0$  мезонов методом камеры Вильсона, проведенного на синхрофазотроне ОИЯИ<sup>2/</sup> и имеет целью определение абсолютной вероятности распада  $K_2^0 \rightarrow e^\pm + \pi^\mp + \gamma$  и оценку вероятности  $K_{\mu 3}$  распада.

Для идентификации актов распада мы помещали в камеру перпендикулярно к пучку  $K_2^0$ -частиц свинцовую пластинку толщиной  $5,8 \text{ г/см}^2$ . Путем измерений потерь импульса распадных частиц, проходящих через эту пластинку, эффективно отбирались акты  $K_{e3}^0$ -распада, т.к. вероятность больших потерь энергии электронами на излучение при прохождении пластинки велика. Например, для потерь на излучение, превышающих 30% начальной энергии электрона, эта вероятность составляет 0,86. Схема опыта представлена на рис.1. Источником  $K_2^0$ -частиц служит внутренняя свинцовая мишень размером  $20 \times 25 \times 70 \text{ мм}^3$ , помещенная в пучок протонов с энергией 9 Бэв. Частицы, вылетающие из мишени под углом  $97^\circ$  к пучку протонов через окно в стенке вакуумной камеры ускорителя и свинцовый конвертор толщиной  $50-100 \text{ г/см}^2$ , проходят затем через свинцовый коллиматор сечением  $30 \times 120 \text{ мм}^2$  и длиной 1,5 метра, установленный в проеме железного ярма магнита синхрофазотрона. После этого пучок частиц проходит через зазор между полюсными наконечниками очищающего магнита СП-63 с напряженностью поля 10000 гаусс. Далее прямой пучок проходит через второй свинцовый коллиматор прямоугольного

---

1/ Попытка экспериментального определения суммарной вероятности лептонных распадов  $K_2^0$ -мезона была сделана в работе Крауфорда и др.<sup>/8/</sup>, в которой наблюдалось всего 8 лептонных распадов  $K_1^0$  и  $K_2^0$ -мезонов.

2/ Части результатов этого исследования опубликованы<sup>/10/</sup> и доложены на Рочестерской конференции<sup>/11/</sup>. Следует указать, что в трудах Рочестерской конференции наше сообщение опубликовано в сильно искаженном виде.

сечения  $50 \times 200 \text{ мм}^2$  и длиной 1,5 метра, расположенный в бетонной защите и попадает в камеру Вильсона, находящуюся в зазоре электромагнита МС-4. Расстояние от среза последнего коллиматора до камеры свыше 1 метра, поэтому все  $K_1^0$  частицы, рожденные в стенках коллиматора, на пути до камеры успевают распасться. Расстояние камеры от внутренней мишени составляет 8 метров. Используемая в опыте камера подробно описана ранее <sup>/12/</sup>. В данной постановке опыта за счет расширения зазора между обмотками магнита МС-4 увеличена высота освещенной области до 90 мм. Средняя величина напряженности магнитного поля в освещенной области равняется 15000 гаусс, при этом неоднородность поля не превышает 4%. Толщина цилиндрического стекла камеры составляет  $2 \text{ г/см}^2$ . Камера срабатывала в конце каждого седьмого цикла ускорения. Запуск камеры осуществлялся импульсом, вырабатываемым высокочастотной системой ускорителя за 40–60 мсек до сброса ускоренных частиц на мишень. Выставление внутренней мишени производилось при помощи специального программирующего устройства, обеспечивающего попеременную или совместную работу нескольких мишеней. Схема управления камерой и другие регистрирующие устройства (телевизионный экран, измеритель интенсивности, указатель выставления мишени и т.п.) были вынесены из зала синхрофазотрона в радиационно безопасное место.

#### Результаты опыта

Всего было сделано около 12 тысяч парных снимков, на которых зарегистрировано 670  $V^0$ -событий и одна четырехлучевая вилка. Около 40 событий идентифицированы как акты распада  $\Lambda^0$ -частиц, рожденных  $K_2^0$ -мезонами в свинцовой пластинке и стенках камеры. Остальные  $V^0$ -события являются распадами  $K_2^0$ -частиц. На каждом снимке наблюдалось  $\sim 10$  протонов, выбиваемых из стенки камеры при средней интенсивности ускоренных протонов  $5 \cdot 10^8$  частиц в импульсе. Электронных пар зарегистрировано примерно в 3 раза меньше числа  $V^0$ -событий, причем из них только четыре пары составляют большие углы с направлением пучка  $K_2^0$ -мезонов. Последняя цифра показывает, что фон от ненаправленного  $\gamma$ -излучения в наших условиях был очень мал и в принципе позволял регистрировать акты нейтрального  $K_{3л}$ -распада по парам Далитца. Среди 440  $K_2^0$ -распадов, зарегистрированных при экспозиции камеры со свинцовой пластинкой, было обнаружено 114 прохождений заряженных продуктов рас-

пада  $K_2^0$ -частиц через пластинку, когда в каждом отдельном прохождении распадная частица по условиям освещения должна обязательно наблюдаться после пластинки. Примеры случаев прохождения распадных частиц ( $\pi^-$  и  $e^-$ ) через пластинку приведены на рис. 2 и 3. Для всех случаев прохождения были произведены измерения: импульса распадной частицы до и после прохождения через пластинку, угла входа частицы в пластинку, угла выхода частицы из пластинки, а также импульса второй распадной частицы<sup>3/</sup>. В результате было найдено 24 прохождения, из которых в 18 случаях распадная частица претерпевает сброс импульса больше 30%, в пяти случаях останавливается в пластинке и в одном случае дает звезду. При этом во всех случаях (как следует из таблицы 1, в которой приведены измеренные импульсы) наблюдаемый сброс импульса или остановку частицы нельзя объяснить ионизационными потерями. В шести случаях прохождения наблюдаются ливни из двух и трех электронов. Для них во втором столбце таблицы указаны средние энергии ливневых частиц. Очевидно, что все отобранные прохождения со сбросом импульса более 30% следует идентифицировать как прохождения электронов. Пять остановок распадных частиц могут быть как остановками электронов, так и безлучевыми звездами, образованными  $\pi^\pm$ -мезонами. Для того, чтобы найти истинное число прохождений электронов через пластинку, необходимо, во-первых, ввести поправку на случаи со сбросом импульса меньше 30%, и, во-вторых, исключить из числа остановок безлучевые звезды, вызванные  $\pi^\pm$ -мезонами.

Первая поправка находилась для каждого отдельного случая прохождения по формулам распределения вероятности суммарного сброса энергии электроном на излучение и ионизацию, приведенным в работе Эйгеша<sup>/13/</sup>. Суммарная добавка, полученная таким образом, составляет 3 события. Вторая поправка принималась равной количеству ядерных взаимодействий всех проходящих через пластинку распадных частиц (за исключением электронов и  $\mu$ -мезонов) с ядрами свинца,

<sup>3/</sup> Ошибка измерения импульса не превышает 10%.

считая сечение равным геометрическому<sup>4/</sup>. Эта поправка составляет 3 события. Таким образом, истинное число проходов электронов составляет 24. Для определения относительной вероятности  $K_{e3}^0$ -распада, следует также ввести поправку, связанную с движением распадающихся  $K_2^0$ -мезонов. Как нетрудно убедиться, движение  $K_2^0$ -мезонов приводит к некоторому увеличению числа проходов через пластинку более тяжелых распадных частиц ( $\pi$  и  $\mu$ -мезонов) по сравнению с числом проходов легких распадных частиц (электронов и нейтрино). Очевидно, что эта поправка равна отношению величин телесных углов для распадных  $\pi$ -мезонов и электронов в системе покоя распадающихся  $K_2^0$ -мезонов, находясь внутри которых указанные распадные частицы проходят через пластинку. Для нахождения поправки мы воспользовались значением средней энергии распадающихся  $K_2^0$ -частиц, равным 135 Мэв, определенным по данным измерений импульсов (приведенным в таблице 1) в предположении, что в  $K_{e3}$ -распадах энергетические спектры электронов и нейтрино одинаковы. В итоге было найдено, что из-за движения  $K_2^0$ -частиц число проходов электронов через пластинку уменьшается в 1,1 раза.

На рис. 4 представлена зависимость величины поправки от энергии  $K_2^0$ -мезонов. Из графика видно, что мы не делаем заметной ошибки, пользуясь при определении поправки найденным значением величины средней энергии  $K_2^0$ -мезонов, равным 135 Мэв.<sup>5/</sup>

В конечном итоге мы получаем, что исправленное количество электронных проходов составляет 26. Оно соответствует величине вероятности  $K_{e3}$ -распада (по отношению ко всем распадам, имеющим заряженные продукты)  $\eta = 0,46 \pm \pm 0,11$ . Ошибка измерения представляет собой среднюю квадратическую величину, составленную из статистической ошибки и ошибок отбора событий и введения поправок.

<sup>4/</sup> Грубая оценка числа  $\mu$ -мезонов, проходящих через пластинку, дает величину  $\sim 25$ . Поправка на мнимые остановки, связанные с упругим рассеянием  $\pi$ -мезонов, пренебрежимо мала.

<sup>5/</sup> Сделанная нами оценка дает несколько завышенное значение средней энергии  $K_2^0$ -частиц.



Наблюдение нами четырех ( $e^+ e^-$ ) пар, интерпретируемых как пары Далитца от распада  $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$  (о которых будет сказано ниже), дает возможность оценить относительную вероятность этого распада (вычисленная эффективность регистрации пар Далитца в наших условиях составляет  $\sim 75\%$ ). Эта оценка дает величину

$w(K_2^0 \rightarrow 3\pi^0) = (0,18 \pm 0,09)^{6/}$ . Отсюда можно определить теперь вероятность распада  $K_2^0 \rightarrow e^\pm + \mu^\mp + \nu$  по отношению ко всем распадам  $K_2^0$ -мезона ( $0,38 \pm 0,10$ ), а зная время жизни  $K_2^0$ -мезона ( $\tau_{K_2^0} = 6,1^{+1,6}_{-1,1} \cdot 10^{-8}$  сек) найти абсолютную вероятность  $K_{e3}^0$ -распада, которая оказывается равной:

$$w(K_{e3}^0) = (6,2 \pm 2,0) \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}.$$

Долю распада  $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$  можно оценить также, предполагая, что для распадов  $K \rightarrow 3\pi$  имеет место правило отбора  $\Delta I = 1/2$ , из которого следует равенство абсолютных вероятностей  $K^+ \rightarrow 3\pi$  и  $K_2^0 \rightarrow 3\pi$  распадов, а также соотношение между распадами  $K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$  и  $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$  <sup>6,7/</sup>. При этом предположении, используя экспериментальные значения вероятности распадов на  $3\pi$  для  $K^+$ -мезона ( $7,7 \pm 0,7\%$ ) <sup>14/</sup> и его среднего времени жизни  $(1,21 \pm 0,01) \cdot 10^{-8}$  сек, получаем для относительной вероятности  $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$  распада ( $0,30 \pm 0,03$ ), а для абсолютной вероятности распада  $K_2^0 \rightarrow e^\pm + \mu^\mp + \nu = (5,8 \pm 1,8) \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$ .

Нетрудно убедиться, что найденная этими двумя способами абсолютная вероятность  $K_{e3}^0$ -распада в пределах ошибок опыта согласуется с удвоенной вероятностью соответствующего распада  $K^+$ -мезона ( $2 w(K_{e3}^+) = (8,4 \pm 1,2) \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$ ). Это согласие свидетельствует в пользу распространения правила отбора  $\Delta I = 1/2$  на лептонные распады  $K$ -мезонов. Однако для окончательного подтверждения этого правила необходимо как уточнение относительной вероятности  $K_{e3}^0$ -распада, так и уточнение среднего времени жизни  $K_2^0$ -мезонов <sup>7/</sup>.

Следует отметить, что наблюдение одного четырехлучевого распада и четырех электронных пар с большими углами раствора позволяет сделать экспериментальную оценку доли распада  $K_2^0$ -частицы на три  $\pi$ -мезона. Если все четыре пары, характеристики которых приведены в таблице 3, считать парами Далитца от распада  $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$ , то мы найдем, что полное число  $K_{3\pi}^0$ -распадов сос-

<sup>6/</sup> Как будет видно из рассмотрения характеристик этих пар, не исключено, что указанная оценка завышена.

<sup>7/</sup> Используемое нами значение  $\tau_{K_2^0}$  является средним взвешенным по результатам двух измерений  $/8,9/$ ; причем ни одно из них, строго говоря, не является прямым.

тавляет около 30% от общего количества  $K_2^0$ -распадов, что не противоречит правилу отбора  $\Delta I = 1/2$ , требующему равенства абсолютных вероятностей распадов  $K^+ \rightarrow 3\pi^-$  и  $K_2^0 \rightarrow 3\pi^-$ . Величина абсолютной вероятности распада  $K_2^0 \rightarrow \mu^+ + \pi^- + \nu$ , найденная по экспериментальным значениям вероятностей  $K_{e3}^0$  и  $K_{3\pi}^0$  распадов, равна  $(5,6 \pm 3,0) \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$  и в пределах ошибок согласуется со значением удвоенной вероятности  $K_{\mu 3}^+$  распада  $(6,8 \pm 0,8) \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$ .

Анализ электронных пар с большими углами раствора представляет несомненный интерес с точки зрения доказательства существования распада  $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$ . Из четырех пар, приведенных в таблице 2, сомнения в правильности идентификации могут быть только в третьем случае, для которого из-за фоновых условий не удалось провести достаточно точных измерений ионизации для распадных частиц. В остальных случаях идентификация не вызывает никаких сомнений.

Какова природа этих пар ?

Четвертая пара может являться в принципе результатом конверсии "пучкового"  $\gamma$ -кванта в газе камеры, так как вероятность, что одна из наблюдаемых в направлении падающего пучка электронных пар имеет угол раствора больше  $20-25^\circ$  составляет  $0,6^{8/}$ . Происхождение первых двух пар из-за больших углов испускания этой причиной об"яснить нельзя. Также нельзя об"яснить их происхождение конверсией ненаправленного  $\gamma$ -излучения, так как в противном случае должны были бы наблюдаться несколько сот пар с меньшими углами раствора. Зарегистрированные нами электронно-позитронные пары не могут быть также парами Далитца от распада  $\pi^0$ -мезонов, рожденных в газе камеры пучковыми нейтронами, поскольку не было зарегистрировано ни одной звезды, в составе которой была бы электронно-позитронная пара. Кроме того, оценка, сделанная на основании наблюдения рождения заряженных  $\pi$ -мезонов, показывает, что вероятность наблюдения одной пары Далитца от распада  $\pi^0$ -мезона, рожденного в безлучевой звезде, меньше  $10^{-2}$ . В то же время распад  $K_2^0$ -частицы на  $\pi^0$ -мезоны хорошо об"ясняет все характеристики наблюдаемых пар Далитца.

Поскольку нам не удалось зарегистрировать ни одного распада долгоживущего  $K^0$ -мезона на  $\pi^+$  и  $\pi^-$ , распад  $K_2^0 \rightarrow 2\pi^0$  представляется крайне маловероятным. Вероятности существования других нейтральных распадов  $K_2^0$ -частицы с испусканием  $\pi^0$ -мезонов (например,  $K_2^0 \rightarrow 2\pi^0 + \gamma$ ) также очень малы.

<sup>8/</sup> Эта вероятность найдена из распределения, вычисленного Борзелино /16/.

Таким образом есть все основания считать зарегистрированные нами пары парами Далитца от распада  $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$ . Поэтому сам факт их обнаружения можно рассматривать как прямое экспериментальное указание на существование этого типа распада. В пользу этого толкования свидетельствует также соотношение числа одиночных пар Далитца и четырехлучевого события, являющегося результатом распада  $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- + \pi^0$  с парой Далитца /10/ 9/.

В заключение авторы выражают благодарность коллективу эксплуатационных отделов синхрофазотрона, обеспечившему постановку этой работы. Авторы также благодарны Б.М. Понтекорво за постоянный интерес к работе и обсуждение результатов, В.П. Желепову и В.И. Векслеру за содействие в выполнении работы; Л.Б. Окуню, И.В. Чувилу за полезные замечания; М. Аникиной, В.А. Смирнову П.И. Жабину за участие в измерениях.

---

9/ Правило отбора  $\Delta I = 1/2$  с учетом фазовых объемов дает для отношения  $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$  и  $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- + \pi^0$  распадов величину  $\sim 2$ .

Л и т е р а т у р а

1. M.Gell-Mann, A.Pais. Proc. of the Glasgow Conf. 1954.
2. Э. О. Оконов. Forsch. d. Phys. 8 (42) 1960.
3. Л.Б. Окунь. ЖЭТФ, 34, 469, 1958.
4. S.Sakata. Progr.Theor.Phys. 16, 696, 1956.
5. S.Okubo, R.Marshak, E.Sudarshan, W.Teutsch, S.Weinberg. Phys.Rev. 112, 665, 1958.
6. Ю.И. Кобзарев, Л.Б. Окунь. ЖЭТФ, 34 (763), 1958.
7. S.Okubo, R.E.Marshak, E.C.G.Sudarshan. Phys.Rev.Lett. 2, 12, 1959.
8. F.S.Crawford, M.Cresti, R.L.Douglas, H.L.Cood, G.R.Kalbfleisch, M.L.Stevenson. Phys.Rev.Lett. 2, 361, 1959.
9. M.Bardon, K.Lande, L.M.Lederman, W.Chinowsky. Ann.of Phys. 5, 156, 1958.
10. Э.О. Оконов, Н.И. Петров, А.М. Розанова, В.А. Русаков. ЖЭТФ, 39 67, 1960.
11. Д. Нягу, Э.О. Оконов, Н.И. Петров, В.А. Русаков, А.М. Розанова. Рочестерская конференция 1960 год
12. В.П. Джелепов, М.С. Козодаев, В.Т. Осипенков, Н.И. Петров, В.А. Русаков. ПТЭ, № 3, 3, 1956.
13. L.Eyges. Phys.Rev. 76, 264, 1949.
14. O.Ceallaigh, Alexander. Рочестерская конференция (Y111), 1957.
15. M.Bruin, D.J.Halthnigen, B.Jengejans. Nuovo Cimento 9, (422), 1957.
16. A.Borsellino. Phys.Rev. 89, 1023, 1953.

Рукопись поступила в издательский отдел  
30 декабря 1960 года

Т а б л и ц а 1.

пп	Импульс (Мэв/с)		Потеря импульса (в%)	Толщина свинца <sub>2</sub> (в гр/см <sup>2</sup> )	Импульс второй частицы ( в Мэв/с )
	до прохож.	после прож.			
1	279	Звезда	-	6,5	148
2	209	Ост.	-	7,1	68
3	225	137	39	6,0	-
4	270	63	77	6,0	193
5	135	45	67	5,9	68
6	202	32	84	5,9	36
7	229	59	74	5,8	301
8	290	144	51	6,1	99
9	126	27	79	5,9	248
10	310	144	54	5,8	252
11	150	9	94	8,8	-
12	189	18	90	8,8	234
13	117	22	81	6,2	158
14	283	54	81	5,9	166
15	351	225	36	7,1	99
16	193	113	41	6,3	-
17	144	77	47	5,9	410
18	133	50	56	6,2	207
19	144	Ост.	-	8,4	148
20	148	18	89	6,5	135
21	218	140	36	7,1	50
22	236	Ост.	Ост.	5,9	92
23	180	Ост.	Ост.	10,0	-
24	-	Ост.	Ост.	6,0	270



Т а б л и ц а 2

№№ п/п	Импульсы (МэВ/с)		Угол раствора	Угол испускания пары
	+	-		
1	55	42	7-9°	65°
2	10	43	99°	50°
3	111	103	19°	70°
4	26	79	25°	10°

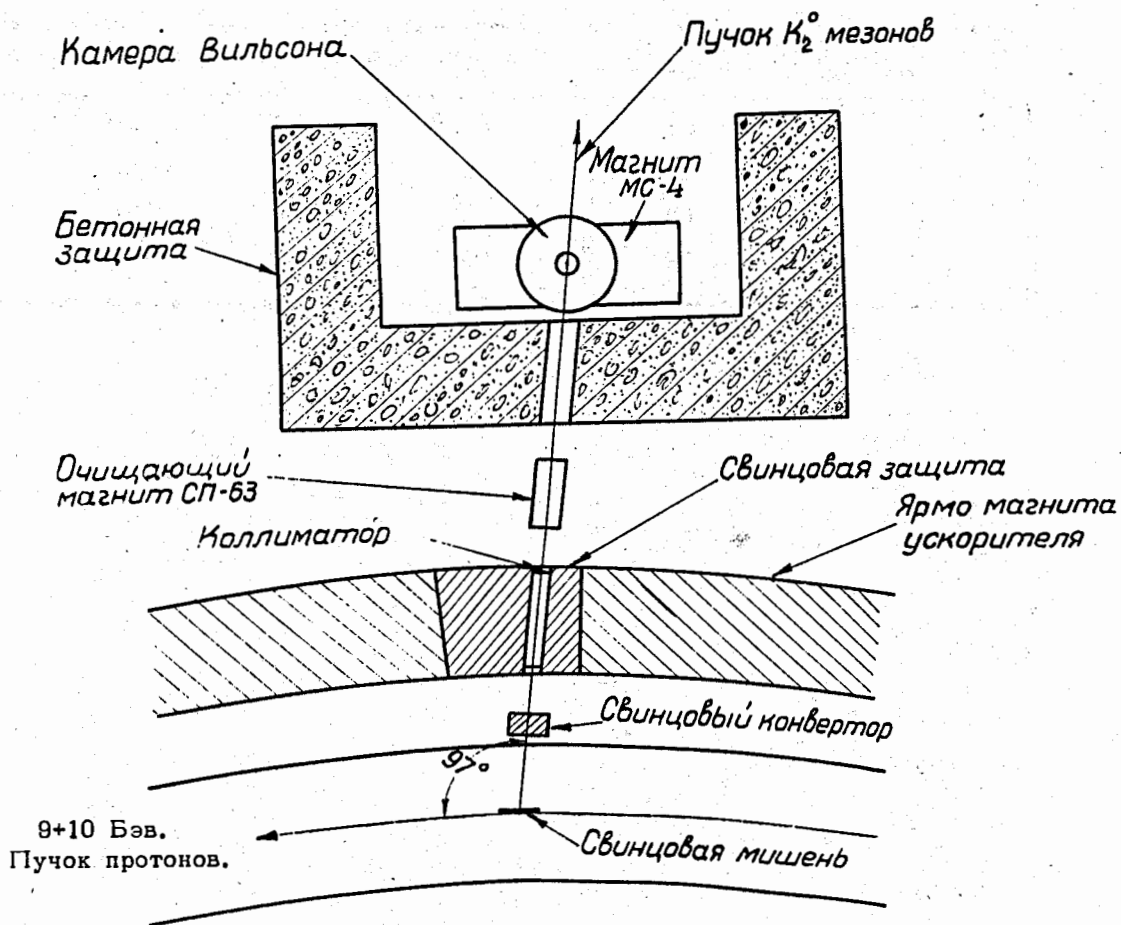
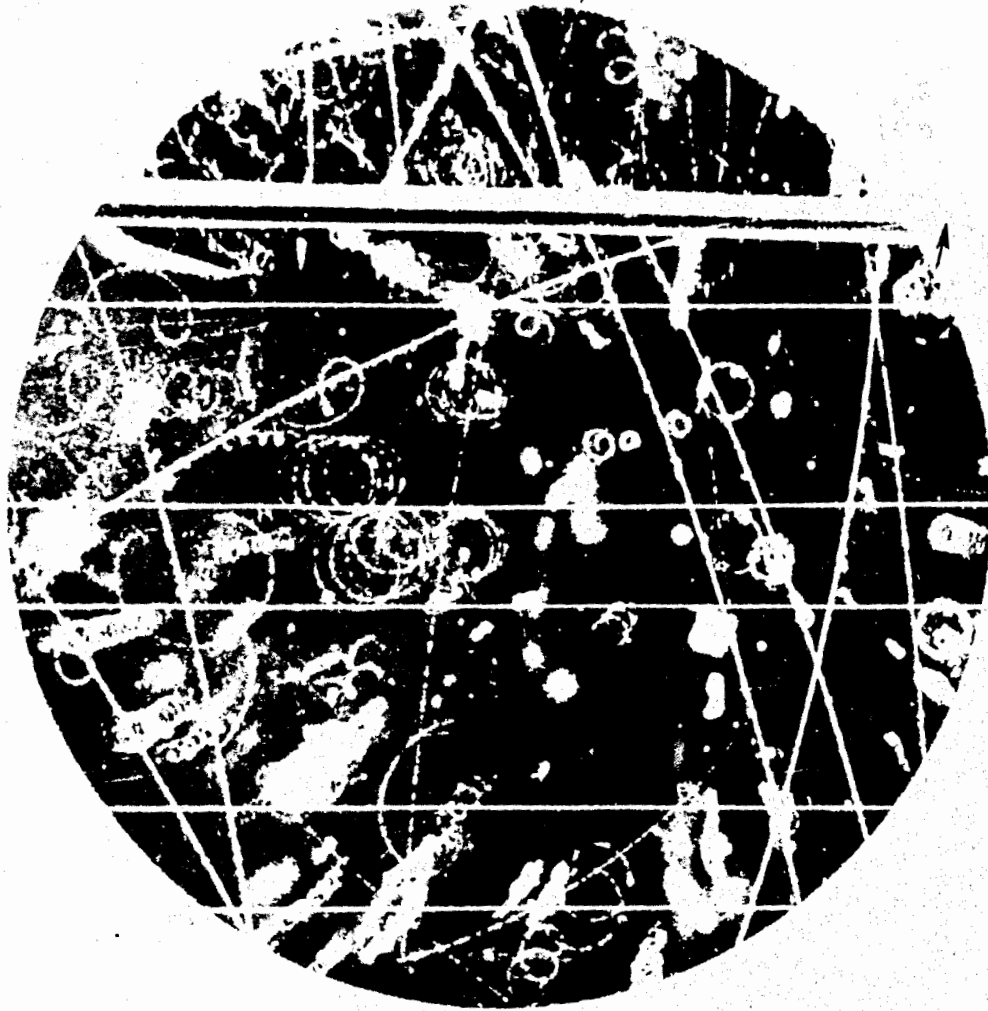


Рис. 1. Схема опыта



π

↑  $K_2^0$

Рис. 2.

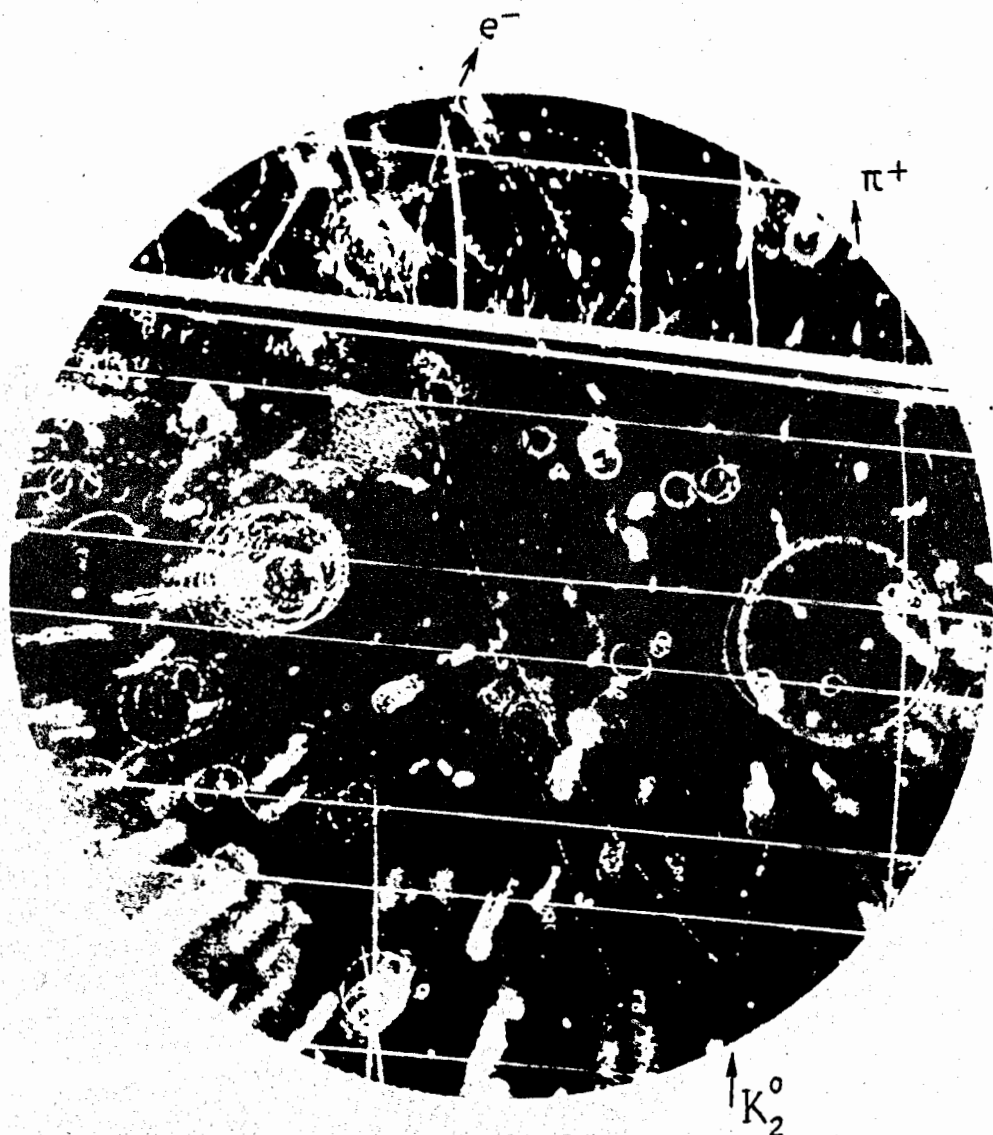


Рис. 3.

954/9 нр.

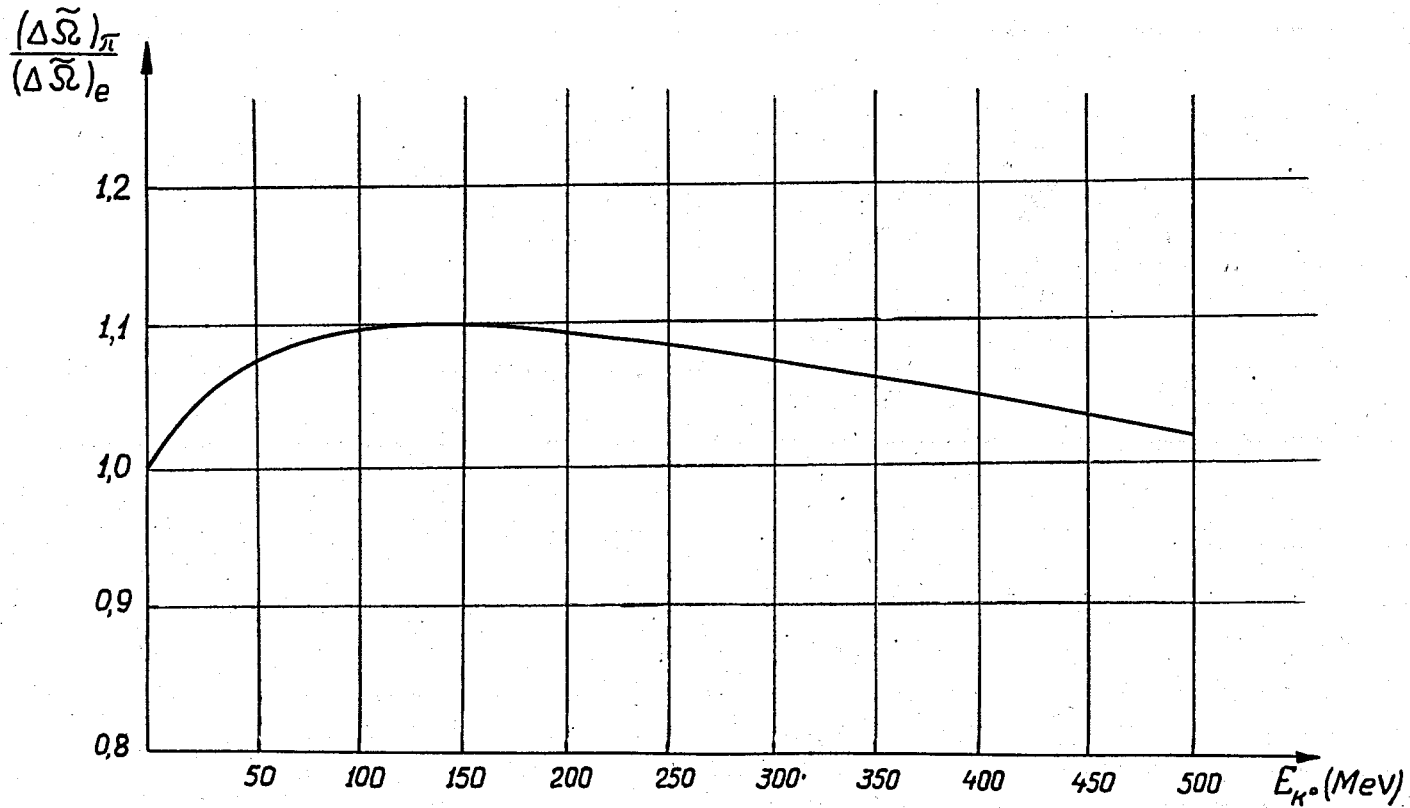


Рис.4. Зависимость величины геометрической поправки от энергии  $K_2^0$ -мезонов