

1332



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ АН ГРУЗИНСКОЙ ССР

М.Аникина, М.Журавлева, Д.Котляревский, Э.Манджавидзе,
А.Мествиришвили, Д.Нягу, Э.Оконов, Н.Петров, В.Русаков,
Г.Техтамышев, Л.Чхидзе, У.Цаун-фань

P-1332

ОЦЕНКА ОТНОСИТЕЛЬНОЙ ВЕРОЯТНОСТИ
РАСПАДА $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$

М.Анякина, М.Журавлева, Д.Котляревский, Э.Манджavidze,
А.Мествиришвили, Д.Нягу, Э.Оконов, Н.Петров, В.Русаков,
Г.Тахтамышев, Л.Чхaidze, У Цзун-фань

P-1332

1969/1 470.

ОЦЕНКА ОТНОСИТЕЛЬНОЙ ВЕРОЯТНОСТИ
РАСПАДА $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$

Дубна 1963

Есть все основания ожидать, что наряду с распадом $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ существует распад $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$, также разрешенный СР инвариантностью. При этом правило отбора $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ предсказывает определенное соотношение между вероятностями этих двух типов распадов $W(K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0) / W(K_2^0 \rightarrow 3\pi^0) = 0,55$ ^{/1/}. Экспериментальное определение этого соотношения само по себе не может служить достаточно эффективным методом обнаружения примеси переходов $|\Delta I| = 3/2$, поскольку это отношение оказывается мало чувствительным к переходам $|\Delta I| = 3/2$ (см., например,^{/2/}). Однако оценка относительной вероятности $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$ делает возможным определение абсолютных вероятностей различных типов распадов K_2^0 -мезонов и тем самым позволяет проверить другие следствия правила отбора $|\Delta I| = 1/2$.

Первые экспериментальные указания на существование распада $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$ были получены на синхрофазотроне Объединенного института ядерных исследований с помощью камеры Вильсона, в которой наблюдались пары Далитца от распада $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$ ^{/3/}. В этой работе на основании четырех зарегистрированных случаев была сделана грубая оценка относительной вероятности этого типа распада $W(K_2^0 \rightarrow 3\pi^0) / W(K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0) = 0,18 \pm 0,09$.

Недавно в пузырьковой камере с тяжелым наполнением в Сакле было зарегистрировано 2 события, которые можно интерпретировать как распады $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$. Другая группа экспонировала фреоновую пузырьковую камеру в пучке нейтральных частиц от синхрофазотрона ОИЯИ. В предварительном сообщении этой группы^{/4/} приводятся данные о нескольких случаях с испусканием из одной точки 4-5 γ -квантов, которые являются, скорее всего, результатом распада $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$.

В настоящей работе, как и в работе^{/3/}, регистрация распада $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$ проводилась по парам Далитца, которые наблюдались в метровой камере Вильсона, расположенной в пучке нейтральных частиц синхрофазотрона. Общая схема опыта приведена в работе^{/5/}. В нашем предварительном сообщении^{/6/} из-за систематической ошибки в отборе пар Далитца была дана завышенная величина относительной вероятности распада $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$.

При дальнейшей обработке к отбираемым событиям применялись более жесткие критерии отбора, чтобы обеспечить максимальную надежность идентификации пар Далитца от распада $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$.

Для анализа на пары Далитца отбирались лишь те V^0 -события, которые удовлетворяли следующим условиям.

- 1) Длина проекций треков ℓ на горизонтальную плоскость составляет не менее 4 см.
- 2) Импульс одной из распадных частиц не превышает 80 Мэв/с, а второй распадной частицы - 100 Мэв/с. При этом следы обеих частиц по плотности дочернения соответствуют следам электронов.
- 3) Вершина события лежит в хорошо освещенной области.
- 4) Угол вылета θ , V^0 -события (определяемый направлением суммарного импульса

распадных частиц относительно оси нейтрального пучка) не менее 20° .

5) Угол разлета распадных частиц ω не превышает 70° .

6) Вершина события отстоит от торцовых стенок камеры и пластины не менее чем на 4 см.

Трехкратный просмотр 15000 стереофотографий предусматривал визуальный отбор всех случаев, которые могли бы быть электронно-позитронными парами.

В одном из просмотров с помощью шаблонов измерялась проекция радиуса кривизны на плоскость снимка.

Если проекция обоих импульсов на плоскость снимка оказывалась меньше 150 Мэв/с, то такое ν^0 -событие обмерялось на репроекторе или измерительном микроскопе УИМ-21. При этом первый критерий отбора ($l \geq 4$ см) должен был гарантировать отбор всех событий, у которых импульсы распадных частиц лежат в интересующей нас области.

Ограничение импульсов распадных частиц (2-ое условие) обусловлено тем обстоятельством, что идентификация электрона и позитрона в ν^0 -событии проводилась по плотности почернения треков. При указанных границах отбора по импульсу возможно отличить по ионизации электроны пар от μ и π -мезонов в распадах K_μ и K_π .

Для надежности ионизационных измерений весьма существенно, чтобы треки лежали в хорошо освещенной области (3-е условие). Размеры этой области определялись по измерениям плотности почернения треков, пересекающих всю освещенную область камеры, а также по распределению вершин всех обнаруженных ν^0 -событий по высоте. Ионизационные измерения проводились на микрофотометре путем сравнения плотности почернения измеряемого трека и трека одного из расположенных рядом "фоновых" электронов.

При этом ошибка измерений не превышала 15%. Она определялась экспериментально по средне-квадратичному разбросу в величинах относительного почернения треков 24 идентифицированных электронов в интервале импульсов 60-100 Мэв/с.

$$\left(\frac{T}{T_e} = 1,35 \pm 0,18 \right).$$

В качестве калибровки были проведены измерения плотности почернения следов π -мезонов из K_{e_2} -распадов^{хх)}. Они дали для средней величины отношения плотности почернения следов π -мезонов с импульсами в интервале 80-100 Мэв/с и следов фоновых электронов значение

$$\frac{T_\pi}{T_e} = 1,40 \pm 0,26.$$

Из приведенной таблицы видно, что в большинстве случаев распадные частицы однозначно идентифицируются по почернению следов как электроны. В некоторых случаях из-за неблагоприятных фоновых условий плотность почернения оценивалась визуально. Случай (64-122) идентифицирован как электронно-позитронная пара по сбросу импульса при прохождении через свинцовую пластинку. Только в одном случае (14-39) имеется небольшая ве-

х) Здесь в качестве следов сравнения использовались следы μ -мезонов с импульсом 600-800 Мэв/с.

хх) K_{e_2} -распады идентифицировались по сбросу импульса распадными частицами при прохождении через свинцовую пластинку (см. работу^{/3/}).

роятность того, что положительный трек может принадлежать π -мезону. Однако, как видно из дальнейшего рассмотрения, эта вероятность сводится к минимуму введенном дополнителного критерия.

С наибольшей вероятностью электронно-позитронные пары могут имитировать те K_{e_2} -распады, у которых электрон идентифицирован по измерению плотности почернения следа ($p < 80$ Мэв/с), а импульс π -мезона лежит в пограничной области.

Нам обнаружено всего 2 K_{e_2} -распада, в которых импульсы π -мезонов лежат в указанных пределах, при этом плотность почернения π -мезонных треков оказалась заметно больше почернения следа электрона. Этот экспериментальный факт хорошо согласуется с результатом моделирования пространственных и импульсных конфигураций в K_{e_2} -распадах, выполненного методом Монте-Карло в предположении V-A варианта взаимодействия. Из 500 промоделированных K_{e_2} -распадов только у одного импульсы обеих распадных частиц оказались в исследуемой области.

При этом характерно то обстоятельство, что углы разлета мезона и электрона в событиях, у которых импульсы распадных частиц не превышают 150 Мэв/с, больше 80° .

Таким образом, если при отборе пар Далитца ввести дополнительный критерий, ограничивающий угол разлета ($\omega < 70^\circ$), то тем самым практически исключается возможная примесь от K_{e_2} -распада, которая могла бы возникнуть за счет ошибки в ионизационных измерениях. С другой стороны, задаваясь этим критерием отбора, мы значительно уменьшаем вероятность имитации пары Далитца случаями рассеяния электронов.

Расчеты показывают, что число упругих и неупругих рассеяний электронов с импульсами $p > 10$ Мэв/с на углы > 110 (что соответствует $\omega \leq 70^\circ$) не превышает в наших условиях 0,1. Ограничение по углу разлета не приводит к существенному уменьшению числа пар Далитца, так как в интервале $\omega \leq 70^\circ$ лежит подавляющее количество всех пар.

Четвертое условие ($\theta_1 > 20^\circ$) позволяло свести до минимума примесь от электронно-позитронных пар, образованных в результате конверсии пучковых γ -квантов, не уменьшая существенно количество зарегистрированных пар Далитца. Действительно, в наших условиях средняя относительная вероятность для пучкового γ -кванта конвертировать под углом $\theta_1 > 20^\circ$ составляет меньше 0,01. В то же время, как показывают оценки, в интервал $\theta_1 < 20^\circ$ попадает всего около 5% пар Далитца от $K_2^0 + 3\pi^0$ ^{х)}.

Нам было зарегистрировано около 200 распадов Λ^0 -гиперонов, рожденных в пластине, а также в передней и задней стенках камеры. Очевидно, что при таком числе распадов $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ можно ожидать появления пар Далитца за счет нейтрального распада $\Lambda^0 \rightarrow n + \pi^0$ (порядка 1 пары). Для того, чтобы подавить возможную примесь от этого процесса, необходимо соблюдение шестого условия, исключющего из рассмотрения рабочие области камеры, прилегающие к пластине и стенкам. Если ширину этой области выбрать равной 4 см (что при энергиях K_2^0 -мезонов, регистрируемых в нашем опыте, соответствует в среднем двум пробегам Λ^0), то возможная примесь пар Далитца от этого распада будет порядка 0,1. При этом исключаются также возможные пары Далитца от нейтрального распада регенерированных K_2^0 -мезонов.

х) Очевидно, что примесь от пучковых пар будет тем меньше, чем меньше их число по отношению к числу зарегистрированных распадов. В условиях нашего опыта это отношение оказалось порядка 2%, что в 10-15 раз меньше, чем в работе^{/3/}.

В результате было выделено 11 электронно-позитронных пар, которые удовлетворяли всем рассмотренным выше критериям отбора.

Для этих событий было построено распределение по параметру $(\frac{m_{\gamma}}{m_{\pi^0}})^2$, где m_{γ} представляет собой эффективную массу конвертирующего виртуального γ -кванта: $m_{\gamma}^2 = 2(E_1 E_2 - p_1 p_2 \cos \omega + m_e^2)$. Это распределение сравнивалось с теоретическим, рассчитанным для пар внутренней конверсии Кроллом и Вадой^{17/} и впоследствии подтвержденным экспериментально^{18/}.

Из графика, приведенного на рис. 2, следует, что экспериментальное распределение хорошо согласуется с распределением, ожидаемым для пар Далитца. С другой стороны, аналогичное сравнение для 30 пучковых пар внешней конверсии обнаруживает резкое противоречие. Это означает, что из 11 отобранных пар подавляющее число - пары Далитца. Этот вывод подтверждает также оценка возможного числа пар от конверсии непучковых γ -квантов в газе камеры, которые могли бы давать заметный вклад после использования всех критериев отбора.

В наших условиях такие γ -кванты могут возникнуть в результате следующих процессов.

1) Распады π^0 -мезонов, родившихся в стенках камеры и пластине (рождением π^0 -мезонов в газе камеры можно пренебречь).

2) Распады K_2^0 -мезонов с испусканием π^0 -мезонов (γ -квантов), среди которых наиболее интенсивным является распад $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$.

Возможный вклад от этих 2-х источников оценивался методом Монте-Карло.

В первом случае моделировался распад π^0 -мезонов, рожденных в пластине и стенках камеры. При этом моделировании использовались угловые и импульсные распределения π^- -мезонов, рожденных на ядрах газа камеры. В каждом случае судьба γ -квантов от π^0 -распада прослеживалась или до точки их конверсии, или до точки выхода из рабочего объема камеры. Общее число таких π^0 -мезонов оценивалось по числу π^- -мезонов в звездах с учетом различия в вероятностях рождения.

Для обоих рассмотренных процессов были получены вероятности конверсии γ -кванта в рабочем объеме камеры, при условии, что электронно-позитронная пара удовлетворяет критериям отбора. Предполагалось, что любое деление энергии γ -кванта между электроном и позитроном равновероятно. В результате было вычислено, что ожидаемая примесь конверсионных пар от π^0 -мезонов, родившихся в стенках и пластине, и от $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$ составляет $1,3 \pm 0,5$ пары^{х)}.

В условиях нашего опыта отсутствовали сколь-нибудь значительные источники пар Далитца, кроме распада $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$. Данный процесс могли бы имитировать лишь пары Далитца от распадов π^0 -мезонов, рожденных нейтронами на ядрах газа камеры в безлучевых звездах. Однако этот эффект в нашем случае очень мал вследствие малой энергии нейтронов ($\bar{E}_n = 100$ Мэв). Среди нескольких десятков тысяч взаимодействий нейтронов в газе камеры мы наблюдали всего около 50 звезд с рождением π^- -мезона. При этом не было обнаружено ни одной звезды с испусканием пары Далитца, которая могла бы возникнуть в

х) Здесь приведена ошибка расчета.

результате распада родившегося в звезде π^0 -мезона по схеме Далитца. Следует при этом иметь в виду, что сечение рождения π^0 -мезона нейтроном на ядре аргона в безлучевой звезде, по крайней мере, на порядок меньше, чем сечение аналогичного процесса, сопровождающегося испусканием заряженных продуктов расщепления ядра. Таким образом, возможная примесь от рассмотренного процесса заведомо меньше 0,1 пары, и ею вполне можно пренебречь. Вкладом в число пар Далитца от распада $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^0$ также можно пренебречь, поскольку мы, как уже упоминалось, исключаем из рассмотрения те области камеры, где распадается подавляющее число Λ^0 -гиперонов.

Единственным заслуживающим рассмотрения источником пар Далитца являются в наших условиях распады K_2^0 -частиц на π^0 -мезоны с последующим их распадом по схеме Далитца ($\pi^0 \rightarrow \gamma + (e^+ e^-)$). Поскольку распад K_2^0 -мезона на $\pi^+ \pi^-$ запрещен или, по крайней мере, сильно подавлен, распад $K_2^0 \rightarrow 2\pi^0$, также запрещенный CP -инвариантностью, представляется крайне маловероятным. Ожидаемые вероятности нейтральных K_2^0 -распадов с испусканием γ -кванта (например $K_2^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$) также очень малы.

В этой связи следует указать, что нами не было зарегистрировано ни одного распада $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- (e^+ e^-)$, в то же время было обнаружено 4 распада $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$.

Таким образом, есть все основания считать рассматриваемые пары Далитца результатом распада $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$.

Сравним распределение по углу разлета для 11 отобранных пар с распределением, рассчитанным в предположении, что единственным источником пар Далитца является распад $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$ (последнее распределение было получено методом Монте-Карло, о чем подробнее будет сказано ниже). Рис. 3 показывает хорошее согласие экспериментального и расчетного распределений. Следует указать также, что среднее значение угла разлета в этих 11 случаях (16°) оказывается близким к средней величине угла разлета пар Далитца, образовавшихся в распаде $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ (12°), полученной из 12 зарегистрированных к настоящему времени случаев.

Расчетные распределения по $\frac{\omega}{\omega_0}$ (где $\omega_0 = \frac{E_1 + E_2}{E_1 \cdot E_2} m_e$) для пар Далитца от $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$ и конверсионных пар^{19/} сильно различаются. При сравнительно малом количестве конверсионных электронно-позитронных пар в условиях нашего опыта это различие может быть использовано для оценки возможного числа пар Далитца. В этом случае отпадает необходимость вносить поправку на примесь "непучковых" конверсионных пар. Используя экспериментальное распределение всех электронно-позитронных пар в двух областях ($\frac{\omega}{\omega_0} < 6$ и $\frac{\omega}{\omega_0} > 6$) и сопоставляя его с расчетными распределениями, получаем для пар Далитца и конверсионных пар значения $N_D = 8$ и $N_K = 33$, что хорошо согласуется с результатом, полученным выше:

Для оценки общего числа распадов $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$ необходимо внести поправки, связанные с использованными нами критериями отбора. Расчет всех этих поправок проводился методом Монте-Карло.

Для расчета использовались распределения по параметрам X и Y, приведенные в работе Кролла и Вады^{17/}.

$$F(x, y) dx dy = \frac{1}{x} \left(1 - \frac{x^2}{m^2}\right)^2 \left(1 + y^2 + \frac{4m^2}{x^2}\right) dx dy,$$

а также распределение импульсов π^- -мезона в системе покоя K^- -мезона:

$$\Phi(q) dq = q^2 \sqrt{1 - \frac{4m_\pi^2}{(M-\epsilon)^2 - q^2}} \left\{ (M-\epsilon)^2 - \frac{1}{3} q^2 \left[1 - \frac{4m_\pi^2}{(M-\epsilon)^2 - q^2} \right] \right\} dq,$$

где $x = m_\gamma$ - суммарная масса электрона и позитрона; $y = \frac{p_+ - p_-}{E_+ + E_-}$ ($\vec{q}; E_\pm$ - импульсы и энергии позитрона и электрона, соответственно), m_π - масса π^0 -мезона, m - масса электрона, q, ϵ - импульс и энергия π^0 -мезона, а M - масса K_2^0 -мезона. Последнее распределение получено по статистической теории множественного рождения частиц. Поскольку мы не имеем точного спектра импульсов K_2^0 -мезонов, в расчете использовался средний импульс ($p_x = 450$ Мэв/с), найденный по идентифицированным K_2^0 -распадам.

Расчет показал, что 0,67 всех пар Далитца имеют электроны с импульсами в интервале $p_1 < 80$ и $p_2 < 100$ Мэв/с. Та же величина для K_2^0 -мезонов с импульсами 350 Мэв/с и 550 Мэв/с и для K_2^0 -мезонов, равномерно распределенных по импульсам в интервале 300-800 Мэв/с, равна 0,71; 0,62 и 0,67, соответственно. Таким образом, величина поправки сравнительно слабо зависит от вида энергетического спектра K_2^0 -мезонов и близка к значению 0,67.

Относительная доля пар с углом разлета $< 70^\circ$ составляет 0,94, и доля пар с углом вылета $> 20^\circ$ - 0,96. Было рассчитано также число пар, у которых длины обоих следов в проекции на горизонтальную плоскость превышают 4 см. Доля таких событий составляет 0,75 от общего числа.

В результате учета всех этих поправок, а также вероятности образования пары Далитца в распаде $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$ (равной 0,037) для числа распадов $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$ получаем значение 580 ± 200 .

Для определения числа заряженных распадов K_2^0 -мезонов из числа зарегистрированных V^0 -событий были исключены Λ^0 -распады (5,5%), $\pi \rightarrow \mu$ -распады (1,5%) и кон-версионные электронно-позитронные пары. Для надежности регистрации распадов K_2^0 -мезонов к ним применялся тот же критерий отбора по длинам следов, что и к парам Далитца. Расчет показал, что этому критерию отвечает 0,89 всех K_2^0 -распадов. В результате было найдено, что в том объеме камеры, в котором регистрировались пары Далитца, имеется 2400 ± 240^x заряженных распадов K_2^0 -мезонов, и относительная вероятность нейтрального распада K_2^0 -мезонов равна:

$$\frac{W(K_2^0 \rightarrow 3\pi^0)}{W(K_2^0 \rightarrow \text{все заряженные})} = 0,24 \pm 0,08.$$

Небольшое число зарегистрированных пар Далитца не позволило нам обнаружить какую-либо разницу в эффективности визуальной регистрации пар Далитца и распадов K_2^0 -мезонов, поэтому при расчете приведенного выше отношения эти эффективности предполагались равными.

x) Приведенная ошибка учитывает статистические отклонения, а также ошибки, связанные с внесенными поправками.

Если использовать данные работы /10/, в которой оценивалась относительная вероятность распада $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$, то для отношения обоих распадов можно получить:

$$R_1 = \frac{W(K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)}{W(K_2^0 \rightarrow 3\pi^0)} = 0,56 \pm 0,21,$$

что согласуется в пределах ошибок с правилом отбора

$$|\Delta I| = \frac{1}{2}, \quad (R_1 = 0,55).$$

Сравнение абсолютных вероятностей $3\pi^-$ -распадов K_2^0 и K^+ -мезонов дает:

$$R_2 = \frac{W(K_2^0 \rightarrow 3\pi^-)}{W(K^+ \rightarrow 3\pi^-)} = 0,77 \pm 0,34.$$

Правило отбора $\Delta I = \frac{1}{2}$ предсказывает $R_2 = 1,21$.

Значительная статистическая ошибка не дает пока возможности говорить о наличии какого-то расхождения. Следует подчеркнуть также, что для получения экспериментального отношения использовалась величина среднего времени жизни K_2^0 -мезонов, известная в настоящее время с большой неопределенностью.

В заключение мы хотели бы поблагодарить коллектив эксплуатационных отделов синхрофазотрона, четкая работа которого обеспечила постановку этой работы.

Мы глубоко признательны Б.М. Понтекорову, обратившему внимание на возможность изучения распада $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$ по парам Далитца, за многократные обсуждения.

Мы выражаем благодарность Э. Андроникошвили, В.И. Векслеру, В.П. Джелепову за содействие и помощь в работе, а также группе лаборантов и особенно студенту Рижского Университета Ю. Лукстыншу за участие в измерениях.

Л и т е р а т у р а

1. Л.Окунь, Лекция по теории слабых взаимодействий элементарных частиц, стр. 239. Препринт ОИЯИ Р-833, Дубна, 1981.
2. R.H. Dalitz. Rev. of Modern Phys., 31 (3), 823 (1959).
3. Д.В. Нягу, Э.О.Оконов, Н.И.Петров, А.М.Розанова, В.А.Русаков. ЖЭТФ, 40, 1618 (1961).
4. А.И. Алиханян и др. (в печати).
5. М.Х. Аникина, М.С.Журавлева, О.Н.Гогитидзе, А.А.Козлов, Д.М.Котляревский, З.Ш.Манджавидзе, А.Н.Мествиришвили, Д.Нягу, Э.О.Оконов, Н.И.Петров, А.М.Розанова, В.А.Русаков, Г.Г.Тахтамышев, Л.В.Чхандзе, У Цзун Фань. ЖЭТФ (в печати).
6. М.Х. Аникина, М.С.Журавлева, Д.М.Котляревский, З.Ш.Манджавидзе, А.Н.Мествиришвили, Д.Нягу, Э.О.Оконов, Н.И.Петров, А.П.Розанова, В.А.Русаков, Г.Г.Тахтамышев, Л.В.Чхандзе. International Conference on High-Energy Physics at Cem, 452 (1962).
7. N.Kroll, W.Wada. Phys. Rev., 98, 1355 (1955).
8. N.P.Samios, R.Plano., A.Prodell, M.Schwartz, J.Steinberger. Phys. Rev. 126, 1844 (1962).
9. A.Barsellino. Phys. Rev., 89, 1023 (1953).
10. D.Luers, J.S.Mitra, W.I.Willis, S.S.Jamamoto. Phys. Rev. Lett., 7, 255 (1961).

Рукопись поступила в издательский отдел
3 июля 1983 г.

Таблица 1

Импульсные и угловые характеристики пар Далицца

Шифр события	P_+ мэв/с	P_- мэв/с	θ_+ град	ω град	$\frac{T_+}{T_{эл}}$	$\frac{T_-}{T_{эл}}$
7-69	50 ± 3	40 ± 3	1.6 ± 1	8 ± 2	0.98 ± 0.18	1.00 ± 0.15
8-246	45 ± 4	34 ± 4	7.1 ± 1	34 ± 2	1.10 ± 0.16	0.85 ± 0.17
11-54	22 ± 4	85 ± 5	5.6 ± 2	16 ± 2	0.80 ± 0.08	0.80 ± 0.16
14-39	93 ± 6	30 ± 2	1.46 ± 1	2 ± 2	0.97 ± 0.10	-1
17-98	73 ± 4	26 ± 2	7.5 ± 1	17 ± 2	0.74 ± 0.15	0.73 ± 0.15
19-35	81 ± 5	60 ± 4	4.9 ± 1	19 ± 2	-1	-1
31-89	17 ± 1	8 ± 0.5	3.9 ± 1	10 ± 3	-1	-1
36-4	16 ± 1	60 ± 4	3.4 ± 1	7 ± 1	0.83 ± 0.08	1.10 ± 0.20
44-74	50 ± 3	33 ± 2	7.7 ± 1	20 ± 4	0.86 ± 0.17	-1
58-35	30 ± 6	61 ± 4	5.1 ± 2	4.2 ± 4	-1	-1
64-122	29 ± 2	103 ± 18	3.3 ± 2	3 ± 1	-1	-1

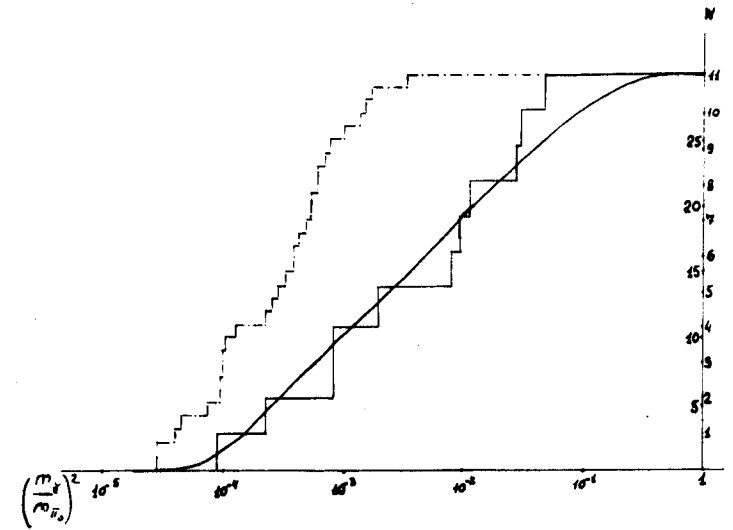


Рис. 1. Интегральное распределение по параметру $(\frac{m_+}{m_{\pi^0}})^2$;

— теоретическое распределение,
 - - - экспериментальное распределение пар Далицца,
 ····· экспериментальное распределение конверсионных пар.

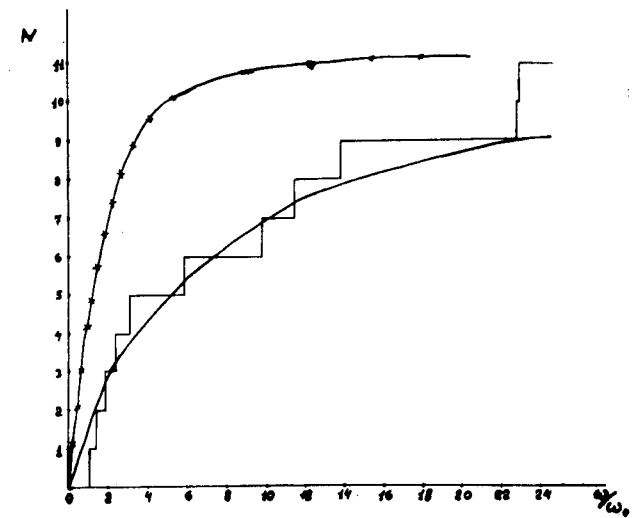


Рис. 2. Интегральное распределение по углу разлета $(\frac{\omega}{\omega_0})$;

— расчетное распределение для пар Далицца от распада $\chi_2^0 \to 3\pi^0$,
 - - - теоретическое распределение для конверсионных пар,
 ····· экспериментальное распределение для пар Далицца.