

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

С 346

0-511

Э.О. Оконов

1653

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ СИММЕТРИИ
ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ
ПО РАСПАДНЫМ СВОЙСТВАМ K^0 -МЕЗОНОВ

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

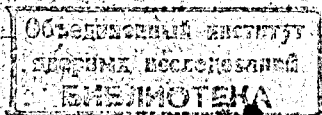
Дубна 1964

Э.О. Оконов

1853

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ СИММЕТРИИ
ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ
ПО РАСПАДНЫМ СВОЙСТВАМ K^0 -МЕЗОНОВ

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук



Дубна. 1964

24/8/64

Принципы симметрий являются выражением наиболее общих свойств элементарных частиц и их взаимодействий. Особое место занимают три дискретных преобразования симметрии: пространственное отражение (P), зарядовое сопряжение (C) и отражение времени (T).

Их связывает так называемая CPT - теорема, которая предполагает инвариантность квантовой теории поля относительно произведения всех трех операторов, взятых в любой последовательности. Почти одновременно с классическими опытами, доказавшими несохранение пространственной четности в β -распаде, Ландау^{/1/} и Ли и Янгом^{/2/} была выдвинута гипотеза о CP - инвариантности. Согласно этой гипотезе в слабых взаимодействиях не имеет места сохранение пространственной и зарядовой четности в отдельности, а существует лишь инвариантность по отношению к совокупности операций CP ("комбинированной инверсии").

Введение CP - инвариантности, как общей для всех взаимодействий симметрии, кажется весьма привлекательной - она позволяет сохранить однородным пространство, связав наблюдаемые распадные асимметрии с частицами и античастицами. В пользу CP - инвариантности говорят опыты^{/3,4/}, в которых получено указание на сохранение временной четности в β -распаде, что при условии CPT - инвариантности равнозначно сохранению комбинированной четности. Однако, фундаментальная важность проблемы CP- инвариантности требует прямых опытов. К тому же CPT - инвариантность, несмотря на ее общий характер, сама нуждается в экспериментальной проверке. Сведения о несохранении зарядовой четности в большинстве случаев также имеют косвенный характер: выполненные эксперименты доказывают, как правило, нарушение PT - инвариантности в слабых взаимодействиях. Богатые возможности изучения всех этих проблем дают исследования свойств K^0 -мезонов.

Если в распадных процессах сохраняется комбинированная четность, то для распадов $K_1^0(CP=+1)$ и $K_2^0(CP=-1)$ возникают следствия, которые могут быть проверены экспериментально.

1) Распад K_2^0 -мезона на $\pi^+\pi^-$ должен быть запрещен, поскольку $CP(\pi^+\pi^-)=+1$, а $CP(K_2^0)=-1$.

2) В лептонных распадах K_2^0 -мезона число случаев с испусканием π^+ должно быть равно числу случаев с испусканием π^- , т.е. $\delta = \frac{N(\pi^+) - N(\pi^-)}{N(\pi^+) + N(\pi^-)} = 0$ (так называемая "зарядовая симметрия").

3) Распад на $3\pi^0$ может иметь место только для $K_2^0(CP=-1)$, но не для $K_1^0(CP=+1)$, т.к. состояние $3\pi^0$ антисимметрично относительно операции CP-сопряжения.

4) Распад $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ должен быть по крайней мере в 100 раз более вероятным, чем соответствующий распад K_1^0 -мезона, который не может идти в основном орбитальном состоянии. Обнаружение распадов $K_2^0 \rightarrow 3\pi$ в условиях запрета $K_2^0 \rightarrow 2\pi$ явилось бы также прямым экспериментальным доказательством нарушения зарядовой четности в распадах K-мезонов. Изучение следствия 1, строго говоря, не дает однозначной проверки CP-инвариантности, т.к. при определенных условиях CPT-инвариантность также приводит к запрету $K_2^0 \rightarrow 2\pi$ /8/.

До опубликования основных результатов, использованных в диссертации, экспериментальные данные по изучению рассмотренных следствий были получены только в работе /5/ и носили противоречивый характер.

В этой работе среди 150 K_2^0 -мезонов не было обнаружено ни одного распада на $\pi^+ \pi^-$, с другой стороны, наблюдалась заметная зарядовая асимметрия в лептонных K_2^0 -распадах: $\frac{N(\pi^+)}{N(\pi^-)} = \frac{38}{16}$ x/.

В диссертации исследуются рассмотренные следствия CP-инвариантности, а также ряд других свойств симметрии элементарных частиц.

В основных разделах диссертации анализируется часть экспериментальных данных, полученных на 2-х однотипных установках в период 1959-1963 гг.

В первой из них ("А") использовалась малая камера Вильсона диаметром 380 мм и высотой освещенной области 80 мм в магнитном поле $H=15$ кгс. /7/ Во второй установке ("Б") камера имела рабочий объем $1000 \times 600 \times 170$ мм³ (ФИАН Грузинской ССР /16'/). Общая схема опыта с установкой "А" изображена на рис. 1.

Заряженные частицы, рожденные в мишени, в камере практически отсутствовали. Число электронно-позитронных пар от конверсии пучковых γ -квантов было сведено к минимуму постановкой конвертора (2). Основной фон создавали взаимодействия нейтронов (протоны отдачи, звезды в газе). Число звезд с рождением π^- -мезона невелико (≈ 50 на $3 \cdot 10^4$ звезд) вследствие малой средней энергии нейтронов ($E_n \approx 75 - 100$ Мэв). В таблице 1 приведен приблизительный "состав" отобранных γ^0 -событий.

x/ Были попытки объяснить эту зарядовую асимметрию интерференцией 2-х сортов долгоживущих K_2^0 -мезонов /6/.

Т а б л и ц а 1

Опыт	Число фотография	Число K_2^0 -распадов ("за-ряженных" вых")	Число распадов $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$	Число распадов $K_1^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	Число распадов $\pi \rightarrow \mu$	Число пар по пучку	Число пар с большими углами вылета	Число 4-х лучевых событий
А	12000	600	~40	~1	~10	~200	4	1
Б	15000	3900 ^{x/}	~200	~10	~60	~50	11	4

Зарегистрированные распады Λ^0 - и K_1^0 -частиц являются результатом взаимодействия K_2^0 -мезонов ^{12/} и расположены вблизи пластины и стенок камеры. Нендентифицируемая примесь "фоновых" V^0 -событий заведомо меньше 0,5%. Ни одно из 1350 измеренных V^0 -событий, которые были отобраны как K_2^0 , не дает аномального значения энергии распада, несовместимого с известными типами K_2^0 -распадов. Средние ошибки измеряемых величины а) на репроекторе: импульса = 15%, углов = 3°; б) на микроскопе УИМ-21 и полуавтомате: импульса = 10%, углов = 1°.

Для определения степени запрета распада $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ (раздел 3) свыше 500 K_2^0 - событий было проанализировано по кинематическим критериям рассматриваемого распада (компланарность, баланс поперечных импульсов, энергия распада). Только одно событие оказалось совпадающим в пределах одной стандартной ошибки со схемой $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Это событие является скорее всего 3 -частичным K_2^0 -распадом, кинематические характеристики которого случайно совпали с критериями распада $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Оценка вероятности такого процесса, сделанная методом Монте-Карло, дает величину = 0,4%, т.е. мы должны были бы ожидать 2 таких события. Таким образом, по порядку величины $\Delta = \frac{w(K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{w(K_1^0 \rightarrow 2\pi)} \leq 3 \cdot 10^{-8}$.

Изучение зарядовой асимметрии δ в K_{L8}^0 -распадах ^{10', 21'/} требовало идентификации электронов, которая осуществлялась по сбросу импульса при прохождении распадной частицы через свинцовую пластину или по измерению ионизации (для $v < 120$ Мэв/с). При этих условиях среди идентифицированных электронов возможна примесь (= 15%) мюонов, которая, однако, не может "испортить" величину δ . Возможная примесь пионов не превышает 5%.

В результате было получено ^{xx/}

$$\delta = \frac{N(\pi^+) - N(\pi^-)}{N(\pi^+) + N(\pi^-)} = \frac{96 - 93}{189} = 0.02 \pm 0.14.$$

x/ Эта цифра учитывает только часть K_2^0 -распадов, зарегистрированных в опыте "Б". Их общее число - свыше 10 тысяч.

xx/ С учетом предварительных данных опыта "Б", в котором примесь μ и π намного меньше.

В разделе 5 содержится теоретический анализ обоих полученных результатов.

В основе этого анализа лежит работа Сакса^{/8/}, которая дает возможность в наиболее общем и строгом виде сформулировать следствия CP- и CPT-инвариантности для распадов K_2^0 . Из проведенного анализа следует, что отсутствие выходящей за пределы ошибок зарядовой асимметрии в K_{L3} -распадах однозначно указывает на сохранение комбинированной четности (по крайней мере в нелептонных распадах K-мезонов). В рамках CPT-теоремы этот результат означает сохранение временной четности в K-распадах.

Установленная в разделе 3 степень запрета распада $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ свидетельствует, скорее всего, в пользу сохранения комбинированной четности. Однако, как показывает анализ, этот результат при определенных условиях может быть следствием CPT-инвариантности. Отсутствие заметной зарядовой симметрии снимает эту двусмысленность в пользу CP-инвариантности.

Далее были рассмотрены возможности дальнейшего изучения степени запрета для распада $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ (раздел 6). Если идентифицировать среди продуктов распада π^+ и π^- -мезоны, то вероятность имитации рассматриваемого процесса трехчастичными K_2^0 -распадами можно существенно уменьшить. В этом случае поиски распада $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ затрудняет регенерация K_1^0 -мезонов в рабочем объеме детектора. Сделаны оценки, которые показывают, что вероятность регенерации (по отношению к K_2^0 -распаду) можно уменьшить до 10^{-5} , если экспонировать наполненную водородом камеру Вильсона в пучке K_2^0 -мезонов с импульсом 600 - 700 Мэв/с.

Принципиальной важности сведения о C- и CP-инвариантности можно получить из факта существования распадов $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ и $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$, а также из отношения их вероятностей.

В разделе 7 приведены прямые экспериментальные доказательства существования распада $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$. (В ранних работах отсутствовали прямые сведения о природе нейтральной частицы). Уже в первых экспозициях в опыте "А" (1959г.) нами была зарегистрирована четырехлучевая вилка, которая интерпретировалась как распад $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ с последующим распадом $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$ /4',5',25'/ . Однако невозможность измерения импульса одной из распадных частиц затрудняла кинематический анализ. В опыте "Б" было зарегистрировано еще 4 четырехлучевых события, которые могли быть полностью обмерены. /16',22'/

Усредненные характеристики пар Далитца, идентифицированных в этих распадах, удовлетворительно согласуются с расчетными. Из таблицы 2 видно, что в 3-х случаях для распада $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$ рассчитанное значение массы совпадает в пределах ошибок с массой K_2^0 -мезона. Для случая 06.32 получается мнимое зна-

чение массы, которое становится действительным, если предположить рассеяние распавшегося K^0 -мезона в пластине (35 г/см^2 свинца) на угол 30° - 40° .

Для того, чтобы интерпретировать эти события как распад $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma \rightarrow e^+ e^-$, следует предположить, что во всех 4-х случаях имело место рассеяние. Даже при этом маловероятном предположении рассчитанные массы заметно отличаются от M_{K^0} .

Вероятность имитации со стороны фоновых событий практически исключается ($< 10^{-6}$ x).

Раздел 8 содержит экспериментальные данные по обнаружению распада $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$ и оценке его относительной вероятности /5', 9', 17'/.

Для решения этой задачи возможны различные экспериментальные подходы: использование черенковского γ -спектрометра из тяжелого стекла, регистрация распавшихся γ -квантов в тяжелых пузырьковых камерах /15'/, наконец, наблюдение пар Далицца от распадов $K_2^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$. Благоприятные фоновые условия позволяли нам использовать последний метод.

Первое указание на существование распада $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$ было получено в первых экспозициях, когда среди 600 K_2^0 -распадов было обнаружено 4 электронно-позитронных пары, которые были интерпретированы как пары Далицца от распада $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$, и была дана грубая оценка вероятности этого типа распада

$$R_{3\pi^0} = \frac{W(K_2^0 \rightarrow 3\pi^0)}{W(K_2^0 \rightarrow \text{заряж.})} = 0.18 \pm 0.09 \quad /9'/$$

Увеличение числа зарегистрированных событий в экспозициях с большой камерой Вильсона позволило ввести довольно жесткие критерии отбора, чтобы обеспечить возможно большую надежность идентификации пар Далицца от распада $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$ /17'/.

В результате было выделено 11 электронно-позитронных пар, которые удовлетворяли всем критериям отбора. Для этих событий было построено распределение по параметру $x = \left(\frac{m_{\gamma}}{m_{\pi}}\right)^2$, где m_{γ} - эффективная масса γ -кванта. Это распределение сравнивалось с теоретическим, рассчитанным для пар внутренней конверсии и впоследствии подтвержденным экспериментально.

Из графика (рис. 2) следует, что экспериментальное распределение хорошо согласуется с распределением, ожидаемым для пар Далицца. Аналогичное сравнение для 30 пучковых пар внешней конверсии обнаруживает резкое противоречие.

Распределение по углу разлета 11 отобранных пар хорошо совпадает с распределением, рассчитанным в предположении, что единственным источником пар Далицца

x) Общее число четырехлучевых событий такого типа, зарегистрированных нами к настоящему времени, - 13, других данных о таких событиях пока нет.

является распад $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$ ^{x)}. Возможная примесь от всех других возможных процессов не превышает 2 пары. Оценка относительной вероятности распада $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$ ^{12/} по отношению ко всем заряженным K_2^0 - распадам дает величину $R_{3\pi^0} = 0,24 \pm 0,08$.

Все расчетные распределения и поправки были получены методом Монте-Карло с учетом всех искажений, вносимых критериями отбора и геометрическими факторами ^{12/}. Обнаружение распада $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$ и заметная вероятность распада $K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ при наличии запрета $K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ являются прямым доказательством несохранения зарядовой четности в распадах K^- -мезонов.

С другой стороны, эти экспериментальные данные указывают на сохранение комбинированной четности в рассматриваемых процессах. В рамках правила $\Delta I = 1/2$ ^{xx)} измерение отношения $r_{3\pi} = \frac{w(K_2^0 \rightarrow 3\pi^0)}{w(K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)}$ дает в принципе возможность обнаружить нарушение CP-инвариантности (примесь состояний $I = 0$) ^{18/}. Экспериментальное значение $r_{3\pi}$ согласуется в пределах ошибок как с правилом отбора, $\Delta I = 1/2$, так и с CP-инвариантностью ^{xxx)}. Однако следует иметь в виду, что отношение $r_{3\pi}$ по-видимому, не очень чувствительно к нарушению CP-инвариантности и к примеси $\Delta I = 3/2$.

В следующем разделе (9) полученная величина относительной вероятности распада $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$ используется для оценки времени жизни K_2^0 -мезона (τ_2).

Критический анализ (19') экспериментальных данных показывает, что в большинстве случаев при оценке τ_2 использовались предположения более или менее произвольного характера. Данные Кроуфорда об абсолютной вероятности "заряженных" распадов K_2^0 : $\Gamma_{\pm} = (12,0 \pm 2,8) \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$ ^{11/} и величина $R_{3\pi^0}$ дает возможность сделать оценку τ_2 , в которой используются только экспериментальные данные:

$\tau_2 = (6,8 \pm 2,7 \text{ на } -1,7) \cdot 10^{-8} \text{ сек}$ ^{19/}. Показано, что влиянием на величину τ_2 других возможных нейтральных мод распада K_2^0 можно пренебречь, т.к. их суммарный вклад не превышает 2%.

В последующих разделах рассматриваются некоторые свойства K^0 -мезонов, связанные с одной из наиболее общих симметрий - CPT-инвариантностью.

В разделе 10 приводится оценка верхнего предела разности масс K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов, сделанная на основе установленного запрета $K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ ^{14/}.

x) Недавно во фреоновой камере были зарегистрированы случаи распадов $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$, в которых наблюдалось несколько конвертировавших γ -квантов ^{9/}.

xx) Многочисленные экспериментальные данные свидетельствуют о том, что правило отбора $\Delta I = 1/2$ для нелептонных распадов выполняется с хорошей точностью (см., например, ^{1,2,3/}). Экспериментальные данные относительно $\Delta I = 1/2$, полученные нашей группой, не рассматриваются в диссертации.

xxx) Данные о $w(K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)$ были взяты из работы ^{12/}.

Известно, что СРТ-инвариантность требует равенства масс частиц и античастиц. В отношении электрона и позитрона равенство масс экспериментально установлено с точностью до 0,01%, для других пар частиц точность значительно меньше. Особое место занимает пара K^0 и \bar{K}^0 , поскольку, исходя из самого существования и известных свойств K_1^0 - K_2^0 -частиц, естественно (хотя и не обязательно) считать, что массы K^0 и \bar{K}^0 совпадают во всяком случае с точностью до слабых взаимодействий. Представляет, однако, интерес провести соответствующую количественную оценку.

Если бы массы K и \bar{K} были различны ($M \neq \bar{M}$), то волновые функции K_1^0 и K_2^0 можно было записать в виде:

$$\frac{d\Psi_1}{dt} = iM_1\Psi_1 - \delta\Psi_2 - \frac{\lambda_1}{2}\Psi_1 \quad (1)$$

$$\frac{d\Psi_2}{dt} = iM_2\Psi_2 + \delta\Psi_1 - \frac{\lambda_2}{2}\Psi_2 \quad (2)$$

где $\delta = \frac{M-\bar{M}}{2}$ характеризует переходы $K_2 \rightarrow K_1$. Решение этой системы уравнений в приближении $\frac{\delta}{\lambda_1} \ll 1$ и $\gamma = 1$ дает следующие выражения для временной зависимости числа K_2^0 -частиц и для отношения числа распадов K_1 - и K_2 -мезонов:

$$N_{K_2}(t) = N_0 \exp \left[-\lambda_2 t - 4 \frac{\delta^2 \lambda_1 t}{\lambda_1^2 + 4(M_1 - M_2)^2} \right] \quad (3)$$

$$n(K_1)/n(K_2) = 4 \frac{\delta^2 \lambda_1}{\lambda_2 [\lambda_1^2 + 4(M_1 - M_2)^2]} \quad (4)$$

Используя экспериментальные данные о величине запрета $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \frac{n_{K_1}}{n_{K_2}} \leq 2 \cdot 10^{-3}$, из выражения (4) получаем

$$\frac{|M-\bar{M}|}{M} \leq 2 \cdot 10^{-17}$$

Таким образом, СРТ - инвариантность, требующая равенства масс частицы и античастицы, выполняется в отношении масс K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов с очень высокой степенью точности.

На основании этих же экспериментальных данных в разделе 11 дается оценка пределов возможного магнитного момента K^0 -мезона (μ_{K^0})^{11/}. Полученные к настоящему времени экспериментальные данные свидетельствуют в пользу того, что спин K^0 -мезона равен нулю. Однако, как было замечено Эберхардом и Гудом^{13/}, вопрос о спине K^0 -мезона нельзя считать окончательно решенным. В этой связи небезынтересно было бы оценить пределы возможной величины μ_{K^0} . Согласно СРТ - инвариантности магнитные моменты частицы и античастицы направлены по отношению к спину противоположным образом.

Если поместить обладающий магнитным моментом K_2^0 - мезон в поперечное магнитное поле H , то между состояниями K^0 и \bar{K}^0 возникает разность энергий $E = 2\mu H^x$, которая со временем приводит к сдвигу фаз между K^0 и \bar{K}^0 , в результате чего часть K_2^0 - мезонов переходит в K_1^0 и тут же распадается на 2π /14/.

В результате решения системы уравнений, аналогичной (1) (2), где $\delta = \frac{m\mu H}{\hbar}$, было получено выражение:

$$\frac{n(K_1^0)}{n(K_2^0)} = \sum_m \frac{4\gamma^2}{\hbar^2} \frac{\lambda_1 (m\mu H)^2}{[4(M_1 - M_2)^2 + \lambda_1^2]} \exp\left(-\frac{4\gamma}{\hbar^2} \frac{\lambda_1 (m\mu H)^2}{[4(M_1 - M_2)^2 + \lambda_1^2]} \frac{\ell}{v}\right) \times$$

$$\times \left[\sum_m \lambda_2 \exp\left(-\frac{4\gamma}{\hbar^2} \frac{\lambda (m\mu H)^2}{[4(M_1 - M_2)^2 + \lambda_2^2]} \frac{\ell}{v}\right) \right]^{-1} \quad (5)$$

Экспоненциальный член, стоящий в числителе, учитывает выстроенность K_2^0 - мезонов, которая возникает при прохождении пути ℓ в магнитном поле ускорителя H перед тем, как K_2^0 - мезоны попадают в анализирующий магнит с полем H . Верхний предел для магнитного момента K^0 - мезона, оцененный из отношения (5) (с использованием результатов, полученных в разделе 3), равен $\mu \leq 0,04 \mu_0$, где $\mu_0 = \frac{e \cdot \hbar}{M_K}$.

Показано также, что значения $\mu \geq 20 \mu_0$ приводят к заметно большему сечению рождения $K^0(K^0)$ - мезонов по сравнению с сечением генерации K^+ - частиц.

Раздел 12 посвящен одной из наиболее важных проблем симметрии слабых взаимодействий - отсутствию нейтральных лептонных токов. Теория не может пока обосновать этот факт и учитывает его число феноменологически. До сих пор не было обнаружено ни одного распадного процесса с участием нейтральных лептонных токов, хотя экспериментальные данные на этот счёт еще очень бедны.

Предварительные данные о взаимодействии нейтрино на нуклоне показывают, что при взаимодействии с симметричным барионным током нейтральные лептонные токи составляют не более 3% от заряженных /15/.

Благоприятные возможности изучения рассматриваемой проблемы дают распады K - мезонов, в которых нейтральный лептонный ток может взаимодействовать с несимметричным барионным током. Хорошо выполняющееся на опыте правило отбора $\Delta I = 1/2$ для адронных распадов предполагает существование несимметричных нейтральных барионных токов (типа Λ_b). С этой точки зрения проверка существования нейтральных лептонных токов в K - распадах может явиться более однозначным решением этой проблемы.

х) Здесь m - проекция спина на направление магнитного поля (магнитное квантовое число). Если спин K^0 - мезона 2, то $m = 0, \pm 1, \pm 2$.

Запрет, установленный для процесса $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$ /16/ характеризуется величиной

$$R_{\pi e} = \frac{w(K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-)}{w(K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu)} \approx 2 \frac{|g_{e0}|^2}{|g_{e\nu}|^2} \leq 10^{-2},$$

где g_{e0} и $g_{e\nu}$ - соответствующие константы взаимодействия для нейтрального и заряженного токов. Из распадов K_2^0 -мезона, содержащих нейтральные токи, наибольший интерес представляет $(K_2^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ x). Экспериментальные поиски распадов этого типа имеют неоспоримые преимущества: а) эти распады двухчастичные и поэтому легко могут быть идентифицированы среди "обычных" трехчастичных распадов K_2^0 -мезонов; б) фазовый объем рассматриваемых процессов существенно больше фазового объема трехчастичных распадов типа $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$, в) в соответствии с требованием CP-инвариантности эти распады K_2^0 -мезонов могут происходить в основном орбитальном состоянии (в отличие от соответствующих распадов K_1^0 -мезона). Кинематический анализ 600 K_2^0 -распадов обнаружил одно событие, удовлетворяющее в пределах ошибок распаду $K_2^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$, которое является скорее всего результатом имитации (см. стр 5). Это дает

$$R_{\mu\mu} = \frac{w(K_2^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)}{w(K_2^0 \rightarrow \mu^+ \nu)} = 4 \frac{|g_{\mu\mu}|^2}{g_{\mu\nu}} \frac{M_K^2 (M_K^2 - 4M_\mu^2)}{(M_K^2 - M_\mu^2)^2} \leq 4 \cdot 10^{-4},$$

откуда $|g_{\mu\mu}|^2 \leq 10^{-4} / 10^4$

Приведенная оценка верхнего предела для лептонного нейтрального тока примерно в 50 раз более "жесткая", чем та, которая была сделана по распаду $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$. Однако обе оценки имеют в некотором смысле самостоятельное значение, поскольку распады типа $K_2^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ обусловлены аксиальным взаимодействием, а $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$ - векторным. На уровне вероятности $\approx 10^{-5}$ распад $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$ может возникнуть в результате электромагнитного взаимодействия /17/, что существенно затрудняет дальнейшие поиски нейтральных лептонных токов. В то же время переход $K^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ возможен только во втором порядке по электромагнитному взаимодействию ($R \approx 10^{-9}$).

В разделе 13 затрагивается проблема симметрии гравитационного взаимодействия по отношению к зарядовому сопряжению.

Зарядовая симметрия предполагает одинаковое поведение частиц и античастиц во всех процессах (за исключением слабых взаимодействий). Естественным было бы предположить, что существует симметрия вселенной в отношении вещества и антивещества. Тем не менее в пределах обозримой радиотелескопами части вселенной относительная

x) Распад $K_2^0 \rightarrow e^+ e^-$ (даже если он и существует) будет подавлен по отношению к распаду $K \rightarrow \mu^+ \mu^-$, а процесс $K_2^0 \rightarrow \mu^+ e^+ e^-$ вообще запрещен, т.к. существует 2 нейтрино.

концентрация вещества не превышает 10^{-7} . Одним из возможных механизмов разделения вещества и антивещества является "антигравитация", которая предполагает, что гравитационные массы частиц и античастиц равны по величине и противоположны по знаку. Очевидно, что понятие антигравитации выходит за рамки общепринятых физических представлений. Наиболее серьезное возражение против антигравитации связано с возможностью циклов с рождением и аннигиляцией пары частица и античастица в гравитационном поле, при которых возможно нарушение сохранения энергии. Однако это затруднение можно обойти, если ввести абсолютный потенциал^{/20/} или если в рамках относительного потенциала потребовать сохранения гравитационного заряда для процессов с участием античастиц^{/24/}.

В настоящее время не видно путей экспериментального решения вопроса об антигравитации для большинства античастиц^{/18/}. Имеется, однако, возможность использовать для этой цели пучок K_2^0 -частиц, который, благодаря интерференционным свойствам, является необычайно чувствительным детектором небольших разностей энергий K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов.

Если сделать маловероятное предположение о зависимости явлений от абсолютного потенциала, то уже сам факт существования K_2^0 -мезонов исключает возможность антигравитации^{/19/}. В противном случае по крайней мере в одной из точек земного шара (в Дубне или Брукхэвене) K_2^0 -частицы быстро "разваливались" бы, превращаясь в K_1^0 за счёт разности внутренних энергий $2m\phi$ (где ϕ - абсолютный потенциал).

Для изучения вопроса об антигравитации в рамках относительного потенциала необходимы вертикальные (наклонные) пучки K_2^0 , в которых при прохождении разности высот H возникает разность энергий K^0 и \bar{K}^0 , равная $2mgH$ ^{/14/}. В этом случае решение уравнений (1) (2) для $\delta = mgy \cdot y$ в пренебрежении производной δ по времени дает для вертикального пучка

$$n(K_1^0)/n(K_2^0) = 4\delta^2 (H/v)^2 \lambda_1/\lambda_2 [\lambda_1^2 + 4(m_1 - m_2)^2] = 5 \cdot 10^{-6} H^2 \quad (H \text{ в см}). \quad (6)$$

Последнее выражение справедливо также и для наклонного пучка с перепадом высот H .

Сейчас трудно сказать, какой должна быть теория, чтобы в ней антигравитация и сохранение гравитационного заряда "сосуществовали" бы с интерференционными свойствами K^0 -мезонов. Нельзя, однако, утверждать на основании одних лишь логических аргументов, что такое "сосуществование" невозможно. Поэтому логический анализ

ситуации необходимо дополнить фактическим выполнением предполагаемого опыта^{х/}.

В разделе 14 рассмотрены свойства симметрии пар $K^0 \bar{K}^0$ -мезонов. Комбинированная чётность такой системы всегда положительна $CP = +1$. С другой стороны, для системы $K_1^0 K_2^0$ $CP = (-1)^{\ell+1}$, а для $K_1 K_1$ или $K_2 K_2$ $CP = +1$. Таким образом, при чётных орбитальных моментах пара $K^0 \bar{K}^0$ может распадаться только по схемам $K_1^0 K_1^0$, либо $K_2^0 K_2^0$, а при нечётных - по схеме $K_1^0 K_2^0$.

Некоторые возможности использования этого свойства пар $K^0 \bar{K}^0$ обсуждались в работах^{/20/}. В диссертации дается общее рассмотрение этого вопроса, и приводятся новые заключения^{/13', 18', 21'/}. При оценке вероятности рождения пары $K^0 \bar{K}^0$ мезонов ($w(K^0 \bar{K}^0)$), как правило, ошибочно считают, что $w(K^0 \bar{K}^0) = 4K_1^0 K_1^0$. В действительности это соотношение зависит от орбитального состояния системы $K^0 \bar{K}^0$, например, вблизи порога ($\ell = 0$) $w(K^0 \bar{K}^0) = 2K_1 K_1$. В силу свойств симметрии, которую накладывает на систему $K_1 K_2$ нечётный момент, будет справедливо равенство:

$$w\{K_1^0(p'), K_2^0(q)\} = w\{K_1^0(q), K_2^0(p)\}, \quad (7)$$

где p и q - импульсы обеих частиц.

Схема распада $K^0 \bar{K}^0$ является непосредственным детектором чётности орбитального момента, и это обстоятельство может быть использовано для решения ряда проблем:

а) Возможности исследования относительной чётности $\Lambda^0 \Sigma^0(P_{\Sigma\Lambda})$ существенно расширяются, если вместо реакции $K^+ + p \rightarrow K^+ K^+ \Lambda(\Sigma)$ ^{/22/} использовать $K^+ + p \rightarrow \bar{K}^0 + K^0 + \Lambda^0$; $K^- + p \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \Sigma^0$. Так, при одинаковой энергии в системе центра масс отношения $\frac{w(K_1 K_1)}{w(K_1 K_2)}$ для обеих реакций должны быть одинаковы, если $P_{\Sigma\Lambda} = +1$.

б) Для объяснения подавления аннигиляций $\bar{p}p \rightarrow \pi^+ \pi^-$ и $\bar{p}p \rightarrow K\bar{K}$ выдвигались разные предположения: сильная зависимость матрицы аннигиляционного перехода от спинового и изотопспинового состояния системы $\bar{p}p$ ^{/8', 26'/}, значительное нарушение зарядовой чётности в процессе аннигиляции $\bar{p}p$ ^{/6', 23'/} и т.д. Для того, чтобы различить все эти возможности, предлагались эксперименты^{/7'/}. Зарегистрированные в работе^{/23'/} 54 случая аннигиляций в $K_1 K_2$ и ни одного в $K_1 K_1$ практически исключают возможность сильного нарушения зарядовой чётности и свидетельствуют о преимущественной аннигиляции в 3S_1 - состоянии. Анализ 3-пйонных аннигиляций^{/24/} показывает, что основное изотопспиновое состояние имеет $I=0(^3S_1)$, из которого переход в $\pi^+ \pi^-$ запрещен.

^{х/} В настоящее время наша группа завершает этот опыт в наклонном пучке K_2^0 на синхрофазотроне ОИЯИ.

В случае взаимодействия типа $g(K\bar{K})(\pi\pi)^{x/}$, в котором участвует четное число пионов, G - четность пары $K\bar{K}$ равна $+1$. Поскольку $G(K\bar{K}) = (-1)^{L+1}$, то для $K^+\bar{K}^0$ и $K^0\bar{K}^-$ ($L=1$) возможны только нечетные орбитальные состояния, для которых справедливы соотношения (7).

В заключение 14 раздела рассмотрены специфические для пар $K^0\bar{K}^0$ интерференционные эффекты, которые зависят от суммарного параметра $r + \theta$ (r и θ - собственные времена обеих частиц). Для четного орбитального момента, например, вероятность для системы реализоваться как $K(p)K(q)$ или $\bar{K}(p)\bar{K}(q)$ будет

$$W(K(p), K(q); r, \theta) = W(\bar{K}(p), \bar{K}(q); r, \theta) = \frac{1}{8} \{ \exp[-\lambda_1(r + \theta)] + \exp[-\lambda_2(r + \theta)] - 2 \exp[-\frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2} \cdot (r + \theta)] \cos \Delta m(r + \theta) \}$$

В случае "смешанных" орбитальных состояний появляется член, зависящий от знака разности масс K_1 и K_2 : $\cos(C - \Delta m r)$, где C - некоторая постоянная, характеризующая орбитальное состояние системы.

Если рождение и распад происходят в среде, то биения, зависящие от знака Δm , появляются и для чистых орбитальных состояний. Кроме того, приведенные соотношения оказываются справедливыми с точностью до поправочных членов, которые имеют порядок нескольких процентов, когда фиксируются K и \bar{K} в нескольких десятых процента для K_1, K_2 .

В заключительном 15 разделе обсуждаются новые возможности, которые открывает в исследовании свойств K^0 -мезонов использование искровых камер. Относительно малое время "памяти" и управляемость искровых камер дают возможность увеличить интенсивность пучка K_2^0 -мезонов \approx в 100 раз, что позволяет с большей эффективностью продолжать исследование свойств K_2^0 -мезонов, а также изучать редкие распады K_2^0 -частиц ($K_2^0 \rightarrow 2\gamma$, $K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ и т.д.).^{/20/} С этой целью в ЛВЭ была создана установка с искровыми камерами, краткое описание которой приводится в диссертации. Основу установки составляют 4 секции искровых камер (с разрядным промежутком \approx 100 мм), помещенных в магнитном поле. Благодаря крутому фронту ($\approx 10^{-8}$ сек), нарастания высоковольтного импульса (60 + 70 кВ), в камерах получена хорошая угловая эффективность регистрации треков частиц.^{xx/}

x/ Такого типа взаимодействия возможны и с участием K^* -мезона.

xx/ И. Голутвин, Ю. Заневский, Ю. Лукстыньш, Э. Окопов, Г. Тахтамышев, В. Устинов, В. Шешунов (будет опубликовано)

Основные результаты, содержащиеся в диссертации

1. Впервые показано, что вероятности распадов $K_2^0 \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}$ и $K_2^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu$ в пределах ошибок равны. Этот результат, подтвержденный впоследствии в работе /12/x/ является пока единственным прямым экспериментальным свидетельством сохранения комбинированной четности в слабых взаимодействиях.

2. Установлен запрет $\Delta = \frac{w(K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{w(K_1^0 \rightarrow 2\pi)} \leq 3 \cdot 10^{-6}$, который также указывает на CP-инвариантность. Рассмотрены экспериментальные возможности дальнейшего изучения этого запрета.

3. Впервые зарегистрированы случаи распада $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ с последующим распадом π^0 -мезона по схеме Далица ($\pi^0 \rightarrow e^+ e^- + \gamma$). Тем самым было окончательно доказано существование распада $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$.

4. Обнаружен не наблюдавшийся ранее распад $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$, и сделана экспериментальная оценка относительной вероятности распада

$$R_{3\pi^0} = \frac{w(K_2^0 \rightarrow 3\pi^0)}{w(K_2^0 \rightarrow \text{заряж.})} = 0,24 \pm 0,08.$$

Эти результаты доказывают несохранение зарядовой четности в распадах K-мезонов и свидетельствуют в пользу CP-инвариантности.

5. Проанализированы различные методы определения среднего времени жизни K_2^0 -мезона (τ_2). Сделана оценка τ_2 , в которой использованы полученная величина $R_{3\pi^0}$ и данные работы /11/: $\tau_2 \rightarrow (6.8 \pm 2.7) \cdot 10^{-8}$ сек.

6. На основании установленной степени запрета сделана оценка верхнего предела разности масс K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов:

$$\left| \frac{M_K - M_{\bar{K}}}{M_K} \right| \leq 2 \cdot 10^{-17}.$$

Этот результат показывает, что CPT-инвариантность, требующая равенства масс частицы и античастицы, выполняется в отношении M_{K^0} и $M_{\bar{K}^0}$ с высокой степенью точности.

7. Получена экспериментальная оценка верхнего предела возможного магнитного момента K^0 -мезона $\mu_{K^0} \leq 0,04 \mu_0$, где $\mu_0 = \frac{e\hbar}{M_K}$.

x/

Суммирование экспериментальных данных дает

$$\delta = 0,02 \pm 0,11.$$

8. Не было обнаружено распадов $K_2^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$, $K_2^0 \rightarrow e^+ e^-$, $K_2^0 \rightarrow \mu^+ e^-$ среди 800 K_2^0 -событий. Тем самым установлен запрет для нейтрального лептонного тока ($\mu^+ \mu^-$): $\frac{|g_{\mu\mu}^-|^2}{|g_{\mu\nu}^+|^2} \leq 10^{-4}$, что свидетельствует о серьезном нарушении симметрии между нейтральным и заряженным токами в 4-фермионном взаимодействии.

9. Предложен опыт по обнаружению возможного эффекта "антигравитации" в вертикальном (наклонном) пучке K_2^0 -мезонов.

10. Проведено общее рассмотрение свойств симметрии пар $K\bar{K}$ -мезонов и возможности использования этой системы как "детектора" орбитального момента. Рассмотрены специфические для пар $K^0 \bar{K}^0$ интерференционные явления.

11. Рассмотрены возможности использования установки с искровыми камерами, созданной для дальнейшего изучения K^0 -мезонов.

Основные результаты, использованные в диссертации, были опубликованы и доложены на международных и всесоюзных конференциях ^{x/}:

- 1'. Э. Оконов. УФН, 87, 246 (1959); Препринт ОИЯИ Р-194, Дубна (1958).
- 2'. Э. Оконов. Правила отбора в распадах странных частиц, в книге "Вопросы физики элементарных частиц", изд. АН Арм. ССР (стр. 346).
- 3'. Э. Оконов, Fortschritte der Physik, 8, 42 (1960).
- 4'. Э. Оконов, Н. Петров, А. Розанова, В. Русаков. ЖЭТФ, 39, 87 (1982). Препринт ОИЯИ Д-508, Дубна, 1980.
- 5'. Д. Нягу, Э. Оконов, Н. Петров, А. Розанова, В. Русаков. Phys. Rev. Lett., 6, 552 (1960).
- 6'. М. Широков, Э. Оконов. ЖЭТФ, 39, 285 (1980).
- 7'. Э. Оконов. ЖЭТФ, 40, 1728 (1981). Препринт ОИЯИ Д-534, Дубна, 1980.
- 8'. Э. Оконов. ЖЭТФ, 39, 1059 (1980). Препринт ОИЯИ Д-534, Дубна, 1980.
- 9'. Д. Нягу, Э. Оконов, Н. Петров, А. Розанова, В. Русаков. ЖЭТФ, 40, 1818 (1981).
- 10'. М. Аникина, Д. Нягу, Э. Оконов, Н. Петров, А. Розанова, В. Русаков. ЖЭТФ, 42, 130 (1982). Препринт ОИЯИ Д-785, Дубна, 1981.
- 11'. Э. Оконов. ЖЭТФ, 42, 1554 (1982). Препринт ОИЯИ Д-862, Дубна, 1981.
- 12'. Д. Нягу, Э. Оконов, Н. Петров, А. Розанова, В. Русаков. ЖЭТФ, 42, 435 (1982). Препринт ОИЯИ Д-794, Дубна, 1981.
- 13'. В. Огиевецкий, Э. Оконов, М. Подгорецкий. ЖЭТФ, 43, 720 (1982).
- 14'. Э. Оконов, М. Подгорецкий, О. Хрусталева. Препринт ОИЯИ Д-785, Дубна, 1981. (См. также ЖЭТФ, 42, 130 (1982)).

x/

Первые три работы в основном использовались в общих и обзорных частях диссертации.

- 15'. А. Гальпер, Л. Кузин, Э. Оконов. В книге "Некоторые вопросы физики элементарных частиц", стр. 131, Госатомиздат, 1982.
- 16'. М. Аникина, О. Гогитидзе, М. Журавлева, А. Козлов, Д. Котляревский, З. Манджavidze, А. Мествиришвили, Д. Нягу, Э. Оконов, Н. Петров, А. Розанова, В. Русаков, Г. Тахтамышев, Л. Чхaidze, У Цзун-фань, А. Царелов. ЖЭТФ, 45 489 (1983).
- 17'. М. Аникина, М. Журавлева, Д. Котляревский, З. Манджavidze, А. Мествиришвили, Д. Нягу, Э. Оконов, Н. Петров, В. Русаков, Г. Тахтамышев, Л. Чхaidze, У Цзун-фань. Препринт ОИЯИ Р-1332, Дубна, 1983; ЖЭТФ, т. 46, 58 (1984).
- 18'. В. Огиевецкий, Э. Оконов, М. Подгорецкий. Препринт ОИЯИ Р-960, Дубна, 1981.
- 19'. Э. Оконов. Препринт ОИЯИ Р-1423, Дубна, 1983.
- 20'. В. Любошиц, Э. Оконов. Препринт ОИЯИ Р-1467, Дубна, 1983.
- 21'. Д. Нягу, Э. Оконов, Н. Петров, А. Розанова, В. Русаков. 1980. 1960. Int. Conf. High Energy Phys. at Rochester (p.603).
- 22'. М. Аникина, М. Журавлева, Д. Котляревский, З. Манджavidze, А. Мествиришвили, Д. Нягу, Э. Оконов, Н. Петров, В. Русаков, Г. Тахтамышев, Л. Чхaidze, У Цзун-фань. 1982. Int. Conf. High Energy Phys. at CERN (p. 827).
- 23'. Э. Оконов, М. Широков. В книге "Всесоюзная конференция по теории квантовых полей и элементарных частиц", стр. 70. Изд. Ужг. ГУ, Ужгород (1980).
- 24'. Э. Оконов, М. Подгорецкий, О. Хрусталеv. 1-ая советская гравитационная конференция. Тезисы, изд. МГУ, стр. 134 (1981).
- 25'. Э. Оконов, Н. Петров, А. Розанова, В. Русаков. В книге "Всесоюзная конференция по теории квантовых полей и элементарных частиц", стр. 49. Изд. Ужг. ГУ, Ужгород (1980).
- 28'. Э. Оконов. В книге "Всесоюзная конференция по теории квантовых полей и элементарных частиц", стр. 82. Изд. Ужг. ГУ, г. Ужгород (1980).

Л и т е р а т у р а

1. Л. Ландау. ЖЭТФ, 31, 405 (1957).
2. T. Lee, C. Yang. Phys. Rev., 105, 1671 (1957).
3. А. Алиханов, Г. Елисеев, В. Любимов. ЖЭТФ, 35, 1081 (1958).
4. M. Burgy, V. Telegdi et. al. Phys. Rev. Lett., 1, 324 (1958).
5. M. Bardon, K. Lande, L. Lederman. Ann. of Phys., 5, 156 (1958).
6. L. Lederman 1957. High Energy Nucl. Phys. Conf. at Rochester. VII (p.28) 1957.
7. В. Джелепов, М. Козодаев, В. Осипенков, Н. Петров, В. Русаков. ПТЭ, 3, 3 (1958).
8. R. Sachs Ann. Phys., 22, 239 (1963).
9. А. Гальпер. Сб. "Вопросы физики элементарных частиц" Изд. АН Арм. ССР, г. Ереван, стр. 324 (1983).
10. Г. Тахтамышев, И. Поплавский. Препринт ОИЯИ Р-1528, Дубна, 1984.
11. G. Alexander, S. Almeida, F. Crawford. Phys. Rev. Lett., 9, 67 (1962).
12. D. Luers et. al. Phys. Rev. Lett., 7, 255 (1961).
13. P. Eberhardt, M. Good. Phys. Rev., 120, 1442 (1960).
14. M. Good. Phys. Rev., 105, 1120 (1957).

15. I. Bell, J. Levseth, M. Weltman. Preprint CERN (1963).
16. R. Dalitz. Strong Interaction Physics and the Strange Particles Preprint (1962).
17. Bagi Beg. Electromagnetic Induction of Neutral Lepton Currents. Preprint (1963).
18. Э. Серпе. УФН, 68, 621 (1959).
19. M. Good. Phys. Rev., 121, 311 (1961).
20. M. Goldhaber, T. Lee, C. Yang. Phys. Rev., 112, 1796 (1958);
B. d'Espagnat. Nuovo Cim., 20, 1217 (1961).
21. В. Огневский, М. Подгорецкий. ЖЭТФ, 43, 1362 (1962).
22. J. Sandweiss, S. Barshay. Phys. Rev., 107, 913 (1957).
23. R. Armenteros et. al. 1962. Int Conf. High Energy. Phys. at CERN (p.351).
24. G. Chadwick et. al. Physics Lett., 10, 69 (1962).

Рукопись поступила в издательский отдел
23 апреля 1964 г.

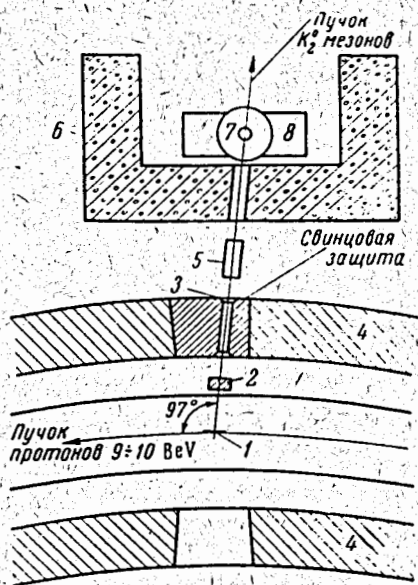


Рис. 1. Схема опыта: 1 - внутренняя мишень (^{137}Pb), 2 - поглотитель - конвертор ($50 \div 100 \text{ г/см}^2 \text{ Pb}$), 3 - коллиматор, 4 - магнит ускорителя, 5 - очищающий магнит, 6 - бетонная защита, 7 - камера Вильсона, 8 - анализирующий магнит.

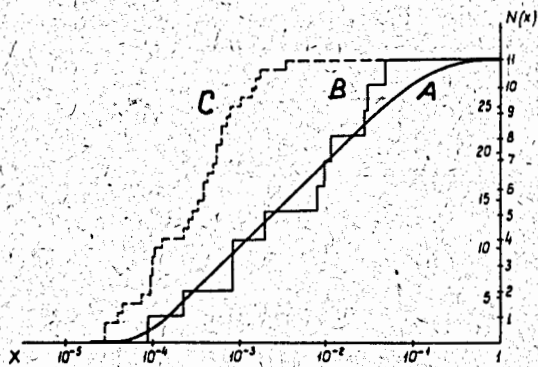


Рис. 2. Интегральные распределения по параметру $x = \left(\frac{m\gamma}{m\pi}\right)^2$.
 А - теоретическое распределение для пар Далица,
 В - экспериментальное распределение пар, идентифицированных как пары Далица,
 С - экспериментальное распределение конверсионных пар.

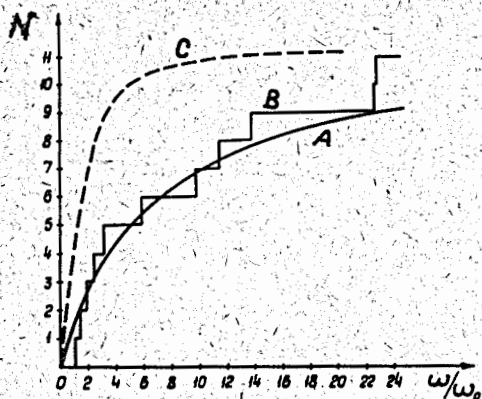


Рис. 3. Интегральные распределения по углу разлета ω/ω^0
 А - расчетное распределение для пар Далицца от распада $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$,
 В - экспериментальное распределение для пар Далицца от распада $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$.
 С - теоретическое распределение до конверсионных пар.

Таблица 2

Расчетные значения параметров четырехлучевых событий

Номер события	$K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$		$K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma$				L, см
	M_1 , MeV	p_1 , MeV/c	M_2 , MeV	p_1 , MeV/c	θ , град.	p^T , MeV/c	
06.32			388 ± 9	144 ± 7	82 ± 1	143 ± 7	14
14.62	470 ± 43 (670)	484 ± 39 (145)	452 ± 12	334 ± 25	$17 \pm 1,5$	98 ± 16	9
47.78	500 ± 13 (841)	29 ± 19 (400)	435 ± 10	71 ± 6	59 ± 3	61 ± 24	15,7
53.85	514 ± 77 (872)	400 ± 60 (2020)	411 ± 22	412 ± 53	9 ± 1	64 ± 9	16,2

Примечание. M — масса, p — импульс, θ — угол рассеяния, p^T — суммарный поперечный импульс вторичных частиц, L — расстояние от пластины до вершины события (по пучку). В скобках даны вторые решения по схеме $K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$.