

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

M-294

1 - 12443

МАРТЫНОВ
Алексей Степанович

ОБНАРУЖЕНИЕ РАСПАДА $\omega^0 \rightarrow \pi^0 \gamma$
МЕТОДОМ ЭФФЕКТИВНЫХ МАСС
И ПОИСКИ РАСПАДА
 $\eta^0, X^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$

Специальность 01.04.01 - экспериментальная физика
Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 1979

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий Объединённого института ядерных исследований.

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук,
старший научный сотрудник

Бениамин Ашотович
Шахбазян

Официальные оппоненты:
доктор физико-математических наук

Борис Николаевич
Валуев

доктор физико-математических наук,
профессор

Аркадий Моисеевич
Гальпер

Ведущее научно-исследовательское учреждение:
Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва.

Автореферат разослан 24 июля 1979 г.
Защита диссертации состоится "8" августа 1979 г. в 11 час.
на заседании Специализированного совета Д-047-01-02 при Лаборатории высоких энергий Объединённого института ядерных исследований, г. Дубна, Московская область, ЛВЭ ОИЯИ.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ ОИЯИ.

Учёный секретарь Совета
кандидат физико-математических
наук

Ушмакер

М.Ф. Лихачёв

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы и цель работы

Реферируемая диссертация посвящена поиску распадов $\omega^0 \rightarrow \pi^0 \gamma$ и $\eta^0, \chi^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$.

В последние два десятилетия (1957+1977) гг. было открыто много бозонных резонансов типа $\eta^0, \rho^0, \omega^0, \chi^0$ и др., которые могут определять поведение и характер ядерных сил. Для выяснения квантовых чисел и свойств нейтральных мезонных резонансов (η^0, ω^0, χ^0) необходимо исследовать все их каналы распада, в том числе и нейтральные каналы распада, например, такие, как $\omega^0 \rightarrow \pi^0 \gamma$.

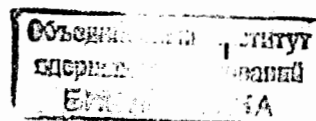
Актуальность поиска распада $\omega^0 \rightarrow \pi^0 \gamma$ была вызвана тем, что обнаружение этого канала распада давало бы:

а) объяснение малой ширины распада $\omega^0 \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^-$ ($\Gamma(\omega^0 \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^-) \approx 12 \text{ МэВ}$) при вероятности распада $\omega^0 \rightarrow \pi^0 \gamma$, сравнимой с вероятностью распада $\omega^0 \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^-$;

б) дополнительную информацию о величине спина ω^0 , поскольку чётные значения J_ω будут исключены. Анализ распада $\omega^0 \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^-$ с помощью метода диаграмм Далитца-Фабри давал наиболее вероятное сочетание $J^P = 1^-$, однако значение $J_\omega = 0$ не исключалось;

в) добавочное подтверждение модели Сакаты^{1/3} (предшественницы современных моделей кварков), по которой все наблюдаемые частицы и резонансы состояются из 3 основных барионов (p, n, Λ), выступающих в качестве первичных элементарных частиц. По этой модели для полярного вектора ($J^P = 1^-$) зарядовая чётность должна быть отрицательной, наблюдение распада $\omega^0 \rightarrow \pi^0 \gamma$ непосредственно подтверждает это предсказание модели Сакаты, а также предсказание схемы $SU(3)$ -симметрии. Что касается $\eta^0, \chi^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$, то актуальность поиска распада вызывается следующими обстоятельствами:

а) для выявления формы CP-неинвариантного взаимодействия



вообще следует найти как можно больше проявлений нарушения CP-инвариантности во многих других процессах, реакциях и распадах, помимо распадов нейтральных K-мезонов. До сих пор все CP-нечётные эффекты были обнаружены только в распадах нейтральных K-мезонов. Существует целый ряд теоретических моделей^{/22+23/}, которые наряду с феноменологическим описанием нарушения CP-инвариантности в распадах K⁰-мезонов предсказывают ещё ощутимые на опыте проявления нарушения CP-инвариантности в различных других процессах, реакциях и распадах;

б) заранее возможно допустить существование когерентной примеси других, K⁰-мезонов, которые могут имитировать все CP-нечётные эффекты в распадах K⁰-мезонов. Однако эта возможность в рамках определённых моделей будет исключена, если будет найдено нарушение CP-инвариантности где-либо вне распадов K⁰-мезонов^{/22+24/};

в) для выяснения роли и значения модели сверхслабого взаимодействия^{/21/} в проблеме нарушения CP-инвариантности необходимо обнаружить хотя бы один факт нарушения CP-инвариантности вне распадов K⁰-мезонов.

Научная новизна и практическая ценность

Проведено значительное усовершенствование методики измерения энергии γ -квантов и эффективных масс с помощью ксеноновой пузрьковой камеры.

В результате проделанной работы впервые непосредственно по пику в спектре эффективных масс и с помощью метода диаграмм Далитца был обнаружен канал распада $\omega^0 \rightarrow \pi^0 \gamma$, что позволило получить дополнительную информацию о спине и зарядовой чётности ω^0 -мезона.

При поисках распада $\eta^0, \chi^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ было получено новое значение для верхнего предела относительной вероятности этого распада.

Апробация работы и публикации. Основные результаты работы по поиску распада $\omega^0 \rightarrow \pi^0 \gamma$ были доложены на Международной конференции по физике высоких энергий в Дубне, 1964 г.^{/17/}. Методические исследования и основные результаты настоящей диссертации изложены в 3 работах, опубликованных в журнале "Ядерная физика"^{/19,50/} и в виде препринта ОИЯИ^{/9/}.

Объём диссертации. Текст состоит из введения, трёх глав и

заклечения, изложенных на 178 страницах, включая 15 рисунков и пять таблиц. Библиография насчитывает 63 наименования.

Тезисы, представленные к защите

1. Из условия правильного положения центра пиков π^0 и ω^0 -мезона на шкале масс в распределении эффективных масс $m_{2\gamma}, m_{\pi\gamma}$ проведена прямая оценка коэффициента пропорциональности k_γ в соотношении $E = k_\gamma R_\infty$ (калориметрический метод измерения энергии γ -квантов): $k_\gamma = (0,58 \pm 0,02)$ МэВ/мм. Здесь E_γ - энергия γ -кванта, а R_∞ - суммарный пробег частиц ливня, вызванного этим γ -квантом в ксеноновой камере неограниченных размеров.

2. Получены полные калибровочные кривые $R_d = f_1(E_\gamma, d)$ и поле суммарных ошибок $\delta R_d = f_2(E_\gamma, d)$, с помощью которых можно определять как энергию γ -кванта в диапазоне (40+4500) МэВ, так и ошибку δE_γ в определении энергии этого γ -кванта. Здесь d - длина развития ливня, определяемая расстоянием по оси ливня от точки конверсии до точки пересечения с границей эффективного объёма камеры, а R_d - суммарная длина частиц ливня, обрезанного границами эффективного объёма камеры.

3. Суммарная ошибка δR_d быстро и монотонно спадает с ростом d к значению ошибки δR_∞ , равной $6\% \pm 8\%$, причём: $7\% < \delta R_d < 30\%$.

4. Средняя ошибка в определении эффективных масс $m_{\pi\gamma}$ и $m_{\pi^0 e^+ e^-}$ равна 9% и 7% , соответственно, что в 2+3 раза меньше, чем ошибка, допускаемая методом измерения магнитной кривизны следа компонент первичной (e^+, e^-)-пары при применении средне-тяжёлых пузырьковых камер (фреон, смесь фреона с пропаном и др.).

5. Факт распада $\omega^0 \rightarrow \pi^0 \gamma$ устанавливается непосредственно по пику в спектре эффективной массы $m_{\pi\gamma}$, причём $\bar{m}(\omega^0) = (776 \pm 12)$ МэВ, полуширина пика, отнесённая к $\bar{m}(\omega^0)$, составляет 9% . Пик в области массы покоя ω^0 определяется более чем 4-кратным стандартным отклонением.

6. При обсуждении полученных результатов не было обнаружено заметного числа случаев распада $\omega^0 \rightarrow \gamma + \gamma + \gamma$ и получено ограничение на отношение вероятностей 2 каналов распада ω^0 :

$$\frac{W(\omega^0 \rightarrow 3\gamma)}{W(\omega^0 \rightarrow \pi^0 \gamma)} \leq 0,20 \pm 0,15.$$

7. Анализ 80 событий с тремя γ -квантами, взятых из

области пика ω^0 , с помощью диаграмм Далитца даёт указание на то, что спин ω^0 $J_\omega = 1$.

8. На всей совокупной статистике из $1,3 \times 10^6$ (π^+ -Xe)-взаимодействий не найдено ни одного события, совместимого с распадом $\eta^0; X^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$. На 90% уровне достоверности найдено для верхнего предела относительной вероятности:

$$\bar{R}_{\eta}^{\pi} = \frac{\Gamma(\eta^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)}{\Gamma(\eta^0 \rightarrow \text{все})} = 1,6 \times 10^{-4} \quad \text{и} \quad \bar{R}_{X}^{\pi} = \frac{\Gamma(X^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)}{\Gamma(X^0 \rightarrow \text{все})} = 0,8 \times 10^{-3}$$

Содержание диссертации

При распадах $\omega^0 \rightarrow \pi^0 \gamma$ и $\eta^0; X^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ в конечном состоянии мы имеем γ -кванты и (e^+, e^-) -пары с возможно широким углом разлёта электрона и позитрона пары. Поиски этих распадов были бы невозможны без разработки метода эффективной регистрации γ -квантов и метода измерения их энергии с точностью, приемлемой для нашего эксперимента.

Первая глава диссертации посвящена разработке методики измерения энергии γ -квантов с помощью ксеноновой пузырьковой камеры.

К началу нашей работы был предложен и разработан метод определения энергии электронов и γ -квантов путём измерения магнитной кривизны следа электрона или компонент первичной (e^+, e^-) -пары от γ -кванта, который конвертировал в рабочем объёме пузырьковой камеры, заполненной жидкостью со средней плотностью (пропан, смесь фреона и пропана, фреон и др.)^{/3,4/}. Однако этот метод оказался непригодным для Xe-камеры, наполненной жидким ксеноном с более высокой плотностью, где электроны и позитроны испытывают интенсивное кулоновское многократное рассеяние и тормозное излучение.

В §2 первой главы в хронологическом порядке проводится обзор методических работ^{/1,2,5+12/}, проделанных в группе Xe-камеры ЛВЭ ОИЯИ^{/14/} за период (1961+1970) гг. В этих работах был предложен и разработан calorиметрический метод измерения энергии электронов и γ -квантов, метод тяжёлой пузырьковой камеры. В обзоре все методические работы^{/1,2,5+7/}, предшествующие нашей^{/9/}, подвергаются некоторому критическому анализу с точки зрения условий и требования нашего эксперимента по поиску распадов $\omega^0 \rightarrow \pi^0 \gamma$, $\eta^0; X^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$. В результате были выявлены важные для нас моменты, которые не были рассмотрены и учтены в предыдущих работах и из-за которых необходимо было проделать

методическую работу^{/9/} (гл. I, §3), на основе которой и были проведены поиски распадов $\omega^0 \rightarrow \pi^0 \gamma$, $\eta^0; X^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ на снимках, полученных на ксеноновой пузырьковой камере ЛВЭ ОИЯИ^{/14/}. В работе^{/1/} был впервые предложен calorиметрический метод измерения энергии γ -квантов; были рассмотрены 3 интервала для энергии γ -квантов, E_γ :

- I. $10 \text{ МэВ} < E_\gamma < 100 \text{ МэВ}$;
- II. $100 \text{ МэВ} < E_\gamma < 1000 \text{ МэВ}$
- III. $1000 \text{ МэВ} < E_\gamma < 10000 \text{ МэВ}$,

и для каждого интервала был дан практический подход к измерению энергии γ -кванта. Для интервала I на базе отобранных электронов и позитронов от распада медленных π^0 -мезонов получена эмпирическая градуировочная кривая (пробег-энергия) для электрона $E_e = \psi(\bar{R}_e) = k_e \bar{R}_e$ для интервала ($20 \text{ МэВ} < E_e < 60 \text{ МэВ}$). Для интервала II (когда ливень состоит из нескольких (e^+, e^-) -пар), calorиметрический метод в этой работе формулируется и применяется в таком виде: $E_\gamma = \sum_i E_i$, где n - число (e^+, e^-) -пар, а E_i - энергия отдельной (e^+, e^-) -пары, которая определяется по суммарному измеренному пробегу 2 компонент пары, т.е. энергия γ -кванта определяется путём суммирования энергий отдельных (e^+, e^-) -пар, причём энергия каждой (e^+, e^-) -пары оценивается с помощью кривой $\bar{E}_e = \psi(\bar{R}_e) = k_e R_e$, где коэффициент k_e одинаков для всех (e^+, e^-) -пар. Пробег ливневых частиц измеряется с помощью микроскопа, что для $\bar{E}_\gamma > 500 \text{ МэВ}$ становится очень трудоёмким, практически невозможным процессом. Для интервала III в работе^{/1/} разрабатывается и применяется метод определения энергии γ -кванта с помощью измерения таких средних характеристик ливня, как глубина максимального развития ливня t_{max} и число ливневых частиц N_{max} на этой глубине. К сожалению, оказалось, что ошибка этого метода велика, $\delta E_\gamma = \pm \sqrt{N_{max}} \gg 30\%$. Одновременно для всех интервалов энергии E (I, II, III) суть calorиметрического метода может быть выражена соотношением $E_\gamma = k_\gamma R_\infty$, т.е. энергия γ -кванта, инициирующего ливень в камере с неограниченными размерами, прямо пропорциональна суммарному пробегу всех ливневых частиц R_∞ ((e^+, e^-) -пары, δ -электроны, комптон-электроны) необрезанного ливня. Непосредственно наблюдаемая картина развития ливня на снимках Xe-камеры и оценки по теории каскадных ливней показывают, что размеры Xe-камеры^{/14/} позволяют применить calorиметрический метод ($E_\gamma = k_\gamma R_\infty$) и для энергии E_γ , большей, чем

500 МэВ, вплоть до $E_\gamma \leq 4000$ МэВ, поскольку при этом ливни ещё не очень плотны, и если найти какой-либо новый подход к измерению суммарного пробега R_∞ . В работе^{/2/} сделан существенный вклад в решение задачи измерения энергии γ -квантов:

а) для интервала Π был предложен менее трудоёмкий процесс измерения пробега R_∞ с помощью курвиметра на плоскости экрана репроектора;

б) было введено понятие "длины развития" ливня d (d - расстояние по оси ливня от точки конверсии до точки пересечений оси ливня с границами камеры), получен набор калибровочных кривых

$R_d = f_1(E_\gamma, d)$, который для интервала $E_\gamma \in (60+2000)$ МэВ уже позволял измерять также и энергию γ -квантов, инициирующих ливни, обрезанные границами рабочего объёма камеры. Для этого необходимо измерить "координаты" R_d и d , где R_d - суммарный пробег частиц ливня, обрезанного границами рабочего объёма камеры, а d - длина развития. Однако в этой работе не было соблюдено условие, необходимое для правильного, корректного процесса измерения курвиметром суммарного пробега.

Коэффициент увеличения экрана репроектора был выбран малым, значительно ниже необходимого оптимального значения, что приводило к систематическому занижению измеряемой величины. Оценка численного значения коэффициента пропорциональности k_γ в соотношении $E_\gamma = k_\gamma R_\infty$ была получена только из анализа распределения пробегов позитрона на базе 273 событий ($\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$)-распада, где получено $k_\gamma(0,59 \pm 0,02)$ МэВ/мм.

В нашей работе^{/9/} при определённых предположениях, которые оправдываются конечными разумными результатами, были получены калибровочные кривые $R_d = f_1(E_\gamma, d)$ и поле относительных суммарных ошибок $\delta R_d = f_2(E_\gamma, d)$, причём было соблюдено условие оптимальной величины коэффициента увеличения экрана репроектора, необходимое для осуществления корректного процесса измерения суммарного пробега R_d с помощью курвиметра. В результате анализа всех отдельных существенных ошибок при измерении суммарного пробега R_∞ в предположении независимости отдельных ошибок друг от друга, получено, что суммарная ошибка δR_∞ составляет величину порядка (6+8)%. Набор калибровочных кривых $R_d = f_1(E_\gamma, d)$ (рис. I) получен для более широкого, необходимого для эксперимента диапазона значений величин R_d и d ($10 \text{ см} < R_d < 700 \text{ см}$; $2 \text{ см} < d < 42 \text{ см}$) и

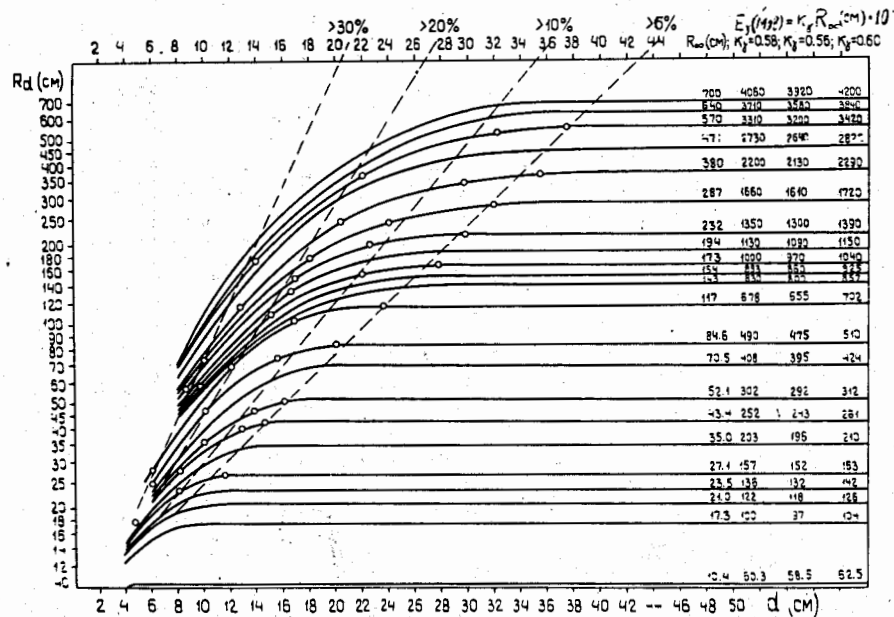


Рис. I Калибровочные кривые $R_d = f_1(E_y, d)$ и поле ошибок $\delta R_d = f_2(E_y, d)$

введён также количественный критерий обрезанности ливня. Области между лучами, показанными на рис. I, характеризуют ливни, для которых ошибка δR_d лежит в пределах, указанных у каждого луча.

На основе правильного, табличного положения центра пика Π^0 -мезона в спектре эффективных масс $m_{2\gamma}$ сделана оценка численного значения коэффициента пропорциональности в соотношении $E_\gamma = K_\gamma R_\infty$; $K_\gamma = (0,58 \pm 0,02)$ МэВ/мм. С помощью кривых $R_d = f_1(E_\gamma, d)$ и поля ошибок $\delta R_d = f_2(E_\gamma, d)$ по координатам R_d и d можно легко определить энергию γ -кванта, вызвавшего этот ливень, а также индивидуальную ошибку δE_γ , допускаемую при определении энергии этого γ -кванта.

Представленный в главе второй (§2) краткий обзор работ^{4, 15, 16/} результаты которых были получены раньше, чем наши результаты^{19/}, показывает, что только в работе^{4/} можно было бы непосредственно по пику в спектре эффективных масс $m_{\pi^0\gamma}$ установить распад $\omega^c \rightarrow \Pi^0\gamma$. Однако статистика событий с тремя γ -квантами была очень бедной, к тому же энергия падающего Π^- -мезона была выбрана чуть выше порога реакции $\Pi^- + p \rightarrow n + \omega^c$. В работах же^{15, 16/} было получено только косвенное указание на существование канала распада $\omega^c \rightarrow \pi^0\gamma$. В нашей работе^{17, 19/} (ксеноновая пузырьковая камера без магнитного поля) наряду с измерением углов вылета γ -квантов, калориметрическим методом измерялся импульс всех трех γ -квантов в реакции рождения $\Pi^- + \text{Xe} \rightarrow 3\gamma + \text{что угодно}$ ($P_{\Pi^-} = 9$ ГэВ/с). Распад $\omega^c \rightarrow \Pi^0\gamma$ был обнаружен впервые непосредственно по наличию статистически значимого (5 стандартных отклонений над уровнем фона) пика в спектре эффективной массы $m_{\pi^0\gamma}$, о чём в §§ 3, 4 дается подробное изложение. Отметим существенные моменты:

В результате просмотра и отбора (где одним из критериев отбора был критерий отбора по максимальной допустимой ошибке, $(\delta E_\gamma)_{max} = 25\%$, т.е. если хотя бы один γ -квант в событии с тремя γ -квантами имел ошибку в измерении его энергии больше, чем $(\delta E_\gamma)_{max}$, то такое событие исключалось из полезной статистики) было получено 387 - 3 γ -событий. На этой совокупности 3γ -событий было найдено, что средняя относительная ошибка δE_γ , $\delta m_{2\gamma}$, $\delta m_{\pi^0\gamma}$ не зависит от значения величины E_γ , $m_{2\gamma}$, $m_{\pi^0\gamma}$ соответственно, а также от того, имеем ли мы дело с обрезанными

или необрезанными ливнями (п. а §3). При $(\delta E_\gamma)_{max} = 25\%$ получено, что $\delta E_\gamma = 14\% - 15\%$, $\delta m_{2\gamma} = 10\% - 11\%$, $\delta m_{\pi^0\gamma} = 8\% - 9\%$. Если принять, что $(\delta E_\gamma)_{max} < 25\%$, то можно получить ещё большее разрешение по энергии E_γ , вплоть до $\delta E_\gamma = 6\% \pm 8\%$. Постоянство ошибок, их независимость от степени обрезания ливней давали повод для применения логарифмической шкалы для энергии и эффективных масс во всех гистограммах (рис. 2+5, 7), как шкалы, наиболее адекватной постоянству относительных ошибок δE_γ , $\delta m_{2\gamma}$, $\delta m_{\pi^0\gamma}$ в наших условиях эксперимента. В результате анализа гистограмм (рис. 2+4) и применения метода диаграмм Далитца^{18/} для распада $\omega^c \rightarrow 3\gamma$ (рис. 5, 6) был непосредственно установлен канал распада $\omega^c \rightarrow \pi^0\gamma$. Получено указание на то, что спин ω^c , $J_\omega = 1$, а также получено ограничение на отношение вероятностей 2 каналов распада: $(\omega^c \rightarrow 3\gamma) / (\omega^c \rightarrow \pi^0\gamma) \leq 0,2 \pm 0,15$.

В главе III (§2) для уяснения общей картины проблемы нарушения СР-инвариантности^{20/} и места в этой картине нашей работы по поиску распада $\eta^c, \chi^0 \rightarrow \Pi^0 e^+ e^-$ представлен обзор результатов теоретических работ^{21+43/} в их сопоставлении с экспериментальными данными, полученными к настоящему времени (1977 г.). Более подробно обсуждается модель нарушения С-инвариантности в электромагнитном взаимодействии (модель H_γ) и модель миллисильного взаимодействия (модель H_S) в их сравнении с экспериментом (распады η^c и χ^0 -мезонов). Модель H_γ есть пример такой модели, когда в качестве СР-инвариантного взаимодействия выступает обычное электромагнитное взаимодействие (Е), но с новым свойством, с нарушением С-чётности. Нарушение С-инвариантности в распадах псевдоскалярных η^c и χ^0 -мезонов может проявиться или как факт наличия ненулевой величины полной зарядовой (Π^+/Π^-)-асимметрии для одних каналов распада ($\eta^c, \chi^0 \rightarrow \Pi^+\Pi^-$; $\eta^c, \chi^0 \rightarrow \Pi^+\Pi^-\gamma$) или как факт прямого обнаружения других каналов распада тех же η^c и χ^0 -мезонов ($\eta^c, \chi^0 \rightarrow \Pi^0 e^+ e^-$, $\chi^0 \rightarrow \Pi^0 e^+ e^-$, $\eta^c, \chi^0 \rightarrow \Pi^0 \Pi^0 \gamma$). В рамках моделей H_γ и H_S устанавливается определённая прямая связь между величиной зарядовой (Π^+/Π^-)-асимметрии одного канала распада и относительной вероятности другого канала распада одного и того же η^c или χ^0 -мезона. Отсюда найдено, что прямой поиск какого-либо канала распада является по сравнению с поисками зарядовой (Π^+/Π^-)-асимметрии более чувствительным и к тому же

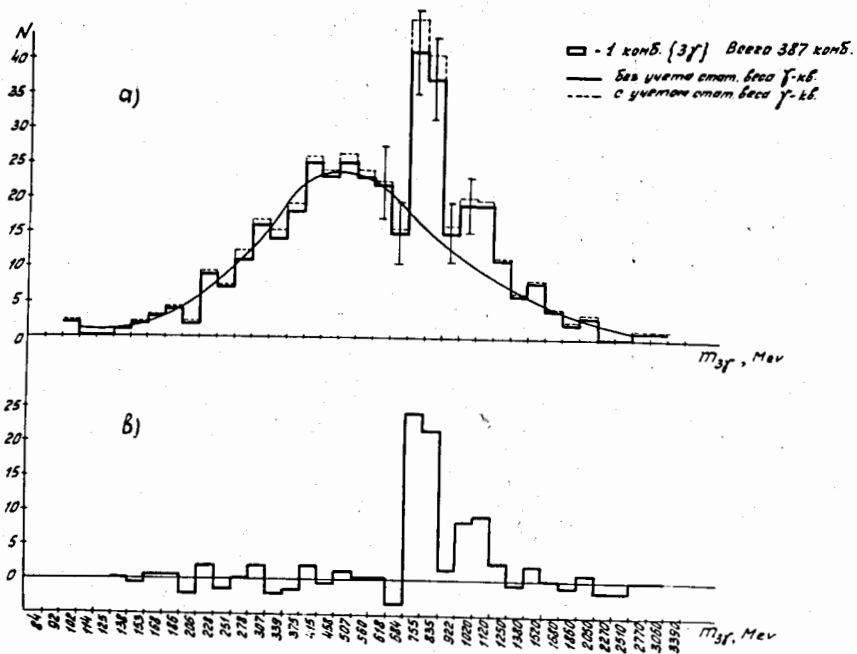


Рис.2 Распределение $M_{3\gamma}$

- а) Сплошная линия - гистограмма, полученная без учёта стат.веса.
 Пунктирная линия - гистограмма с учётом стат.веса
 Главная кривая - фон
- в) Распределение $M_{3\gamma}$ после вычитания фона.

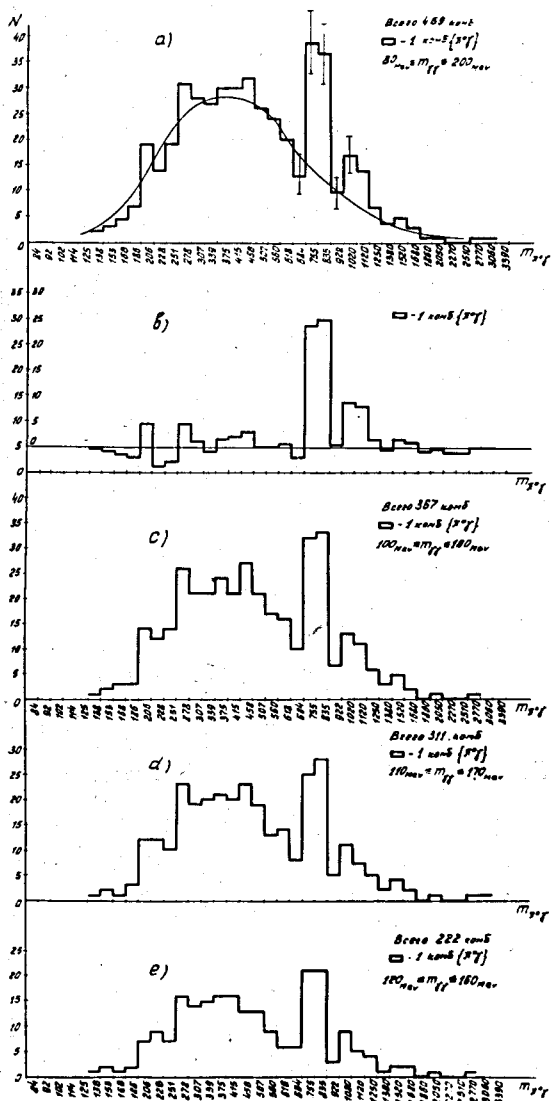


Рис.3 а,в,с,д,е Распределение m_{J^2} при последовательном сужении "ворот" для разрешённых значений m_{2J}

непосредственным, надёжным подходом в поисках нарушения С-чётности в распадах η^0 и χ^0 -мезонов. Сопоставление предсказаний всех теоретических моделей с экспериментом приводит к выводу о том, что на настоящему времени достаточно надёжно может быть отвергнута лишь модель $N_{\gamma}^{3I/}$, тогда как другие модели ждут ещё своей экспери-

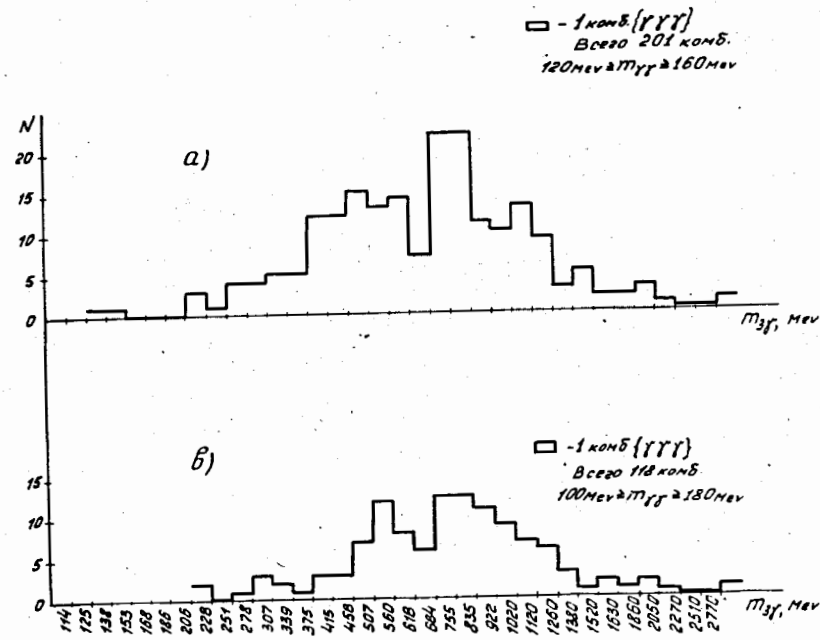


Рис. 4 Распределение $m_{2\gamma}$, при котором ни одна из трёх ($\gamma\gamma$)-комбинаций не даёт значения $m_{2\gamma}$, попадающего в интервал: а) $120 \text{ МэВ} \leq m_{2\gamma} \leq 160 \text{ МэВ}$; в) $80 \text{ МэВ} \leq m_{2\gamma} \leq 200 \text{ МэВ}$

ментальной проверки. Пока не имеется хотя бы одного, достаточно надёжного достоверного факта нарушения CP-инвариантности вне области распадов K^0 -мезонов.

На снимках ксеноновой пузырьковой камеры^{/14/} все частицы распада $\eta^0, \chi^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ наблюдаются непосредственно и надёжно идентифицируются. Анализируя отобранные события, похожие на распад $\eta^0, \chi^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$, по спектру эффективной массы $m_{\text{эфф}}(\pi^0 e^+ e^-) = m_{\pi^0 e^+ e^-}$ можно в принципе обнаружить факт такого распада. Для этого необходимо было предварительно оценить ошибку, допускаемую при определении $m_{\pi^0 e^+ e^-}$, и которая определяется как ошибкой в измерении энергии γ -квантов, так и

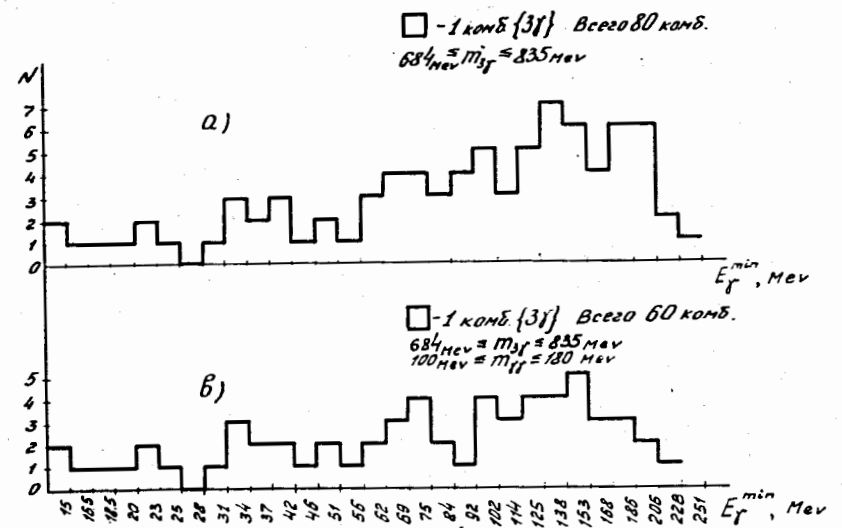


Рис. 5 Одномерное распределение по E_{γ}^{min} в системе покоя ω^c : а) $684 \text{ МэВ} \leq m_{3\gamma} \leq 835 \text{ МэВ}$; в) $684 \text{ МэВ} \leq m_{\pi\gamma} \leq 835 \text{ МэВ}$

погрешностью в измерении углов вылета частиц распада по отношению к направлению падающего пучка. При средней ошибке в измерении энергии γ -квантов $\delta E_\gamma = 15\%$ найдено, что средняя ошибка $\delta m_{\eta^0 e^+ e^-}$ порядка 6%, что более чем в 3 раза меньше ошибки, допускаемой при применении метода среднетяжелых пузырьковых камер^{/3/}, что приводит к большей разрешающей способности в спектре эффективных масс $m_{\pi^0 \gamma}$, $m_{\eta^0 \gamma}$, $m_{\pi^0 e^+ e^-}$ и др. В § 4 представлен ход получения экспериментальных данных по поиску распада $\eta^0, X^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ и проводится обсуждение полученных результатов^{/50/}.

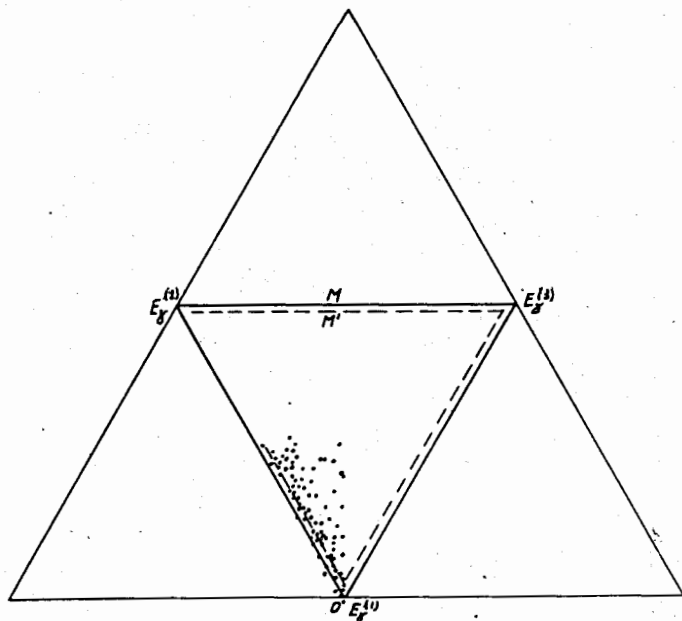


Рис. 6 Двумерное распределение по фигуре Далитца для распада $\omega^0 \rightarrow 3\gamma$ в системе покоя ω^0 . Энергии γ -квантов упорядочены: $E_\gamma^{(1)} < E_\gamma^{(2)} < E_\gamma^{(3)}$

Итоги поисков распада $\eta^0, X^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ многими авторами в хронологическом порядке^{/44-51/} можно представить таблицей I.

Здесь \bar{R}_η^n - верхний предел для относительной вероятности

$$R_\eta^n = \frac{\Gamma(\eta^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)}{\Gamma(\eta^0 \rightarrow \text{все каналы})}$$

В нашей работе^{/50/} в процессе поиска распада $\eta^0, X^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ было просмотрено $4,7 \times 10^5$ стереофотографий, полученных при экспозиции Хе-камеры ЛВЭ (24 л) в пучке π^+ -мезонов с $P_{\pi^+} = 2,34$ ГэВ/с, с полным числом $1,3 \times 10^6$ (π^\pm Хе)-взаимодействий. При просмотре и первичном отборе событий, похожих на распад $\eta^0, X^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$, применялся целый ряд критериев (п.2 §4) и было отобрано 87 " $\eta^0, X^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ " - подобных событий. После измерений и счёта на ЭВМ в ходе вторичного отбора применялись ещё дополнительные критерии, связанные с проверкой предсказаний моделей N_γ и N_S для распадов $\eta^0, X^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$, идущих с нарушением С-инвариантности. В итоге не было обнаружено ни одного события, совместимого со всеми критериями отбора для распадов $\eta^0, X^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ (рис.7) и для верхнего предела относительной вероятности \bar{R}_η^n и \bar{R}_X^n ; после оценки выхода η^0 и X^0 -мезонов в нашем эксперименте было получено, что:

$$\bar{R}_\eta^n = 1,6 \times 10^{-4} \quad \text{и} \quad \bar{R}_X^n = 0,8 \times 10^{-3}$$

Конечные итоги нашей работы сводятся к следующему:

1. Были получены калибровочные кривые $R_d = f_1(E_\gamma, d)$ и поле ошибок $\delta R_d = f_2(E_\gamma, d)$, с помощью которых можно измерять энергию γ -квантов, которые инициируют как необрезанные, так и обрезанные ливни в рабочем объёме Хе-камеры и которые имеют энергию в диапазоне: $40 \text{ МэВ} < E_\gamma < 4000 \text{ МэВ}$. Данные кривые и поле ошибок явились методической основой для поиска распадов $\omega^0 \rightarrow \pi^0 \gamma$ и $\eta^0, X^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$. Впервые была сделана прямая оценка численного значения коэффициента пропорциональности k_γ в соотношении $E_\gamma = k_\gamma R_\infty$ (калориметрический метод), $k_\gamma = (0,58 \pm 0,02) \text{ МэВ/мм}$.

2. Был обнаружен впервые непосредственно по пику в спектре эффективных масс $m_{\pi^0 \gamma}$ канал распада $\omega^0 \rightarrow \pi^0 \gamma$ и получено ограничение на отношение вероятностей двух каналов распада:

$$\frac{W(\omega^0 \rightarrow 3\gamma)}{W(\omega^0 \rightarrow \pi^0 \gamma)} \leq 0,2 \pm 0,15.$$

ТАБЛИЦА I

Публикация	Методика, реакция рождения	Канал нормировки, выход η^0	$\bar{R}_{\eta^0}^{\pi^+}$
/44/	H_2 -пузырьковая камера; $\pi^{\pm}p \rightarrow \pi^{\pm}p\eta$ $R_{\pi^-} = 1,17$ БэВ/с; $R_{\pi^+} = 1,17$; $1,05$ ГэВ/с	$\eta^0 \rightarrow \pi^0\pi^+\pi^-$ $944\eta^0$	$2,7 \times 10^{-3}$
/45/	H_2 -пузырьковая камера; $K^-p \rightarrow \Lambda^0\chi^0 \rightarrow \Lambda^0\eta^0\pi^+\pi^-$ $R_{K^-} = 2,1$; $2,45$; $2,55$; $2,63$; $2,70$ ГэВ/с	$\eta^0 \rightarrow \pi^0\pi^+\pi^-$ $358\eta^0$	$7,0 \times 10^{-3}$
/46/	H_2 -пузырьковая камера; $K^-p \rightarrow \Lambda^0\eta^0$ (на пороге) $R_{K^-} = 725$; 741 ; 768 МэВ/с	$\eta^0 \rightarrow \pi^0\pi^+\pi^-$ $160\eta^0$	18×10^{-3}
/47/	Фреон-пропановая пузырьковая камера с магнитным полем; $\pi^-p \rightarrow n\eta$; $R_{\pi^-} = 950$ МэВ/с	$\eta^0 \rightarrow \pi^0\pi^+\pi^-$ $3000\eta^0$	$0,9 \times 10^{-3}$
/48/	D_2 -пузырьковая камера, танталовая мишень внутри; $\pi^+d \rightarrow pp\eta$; $R_{\pi^+} = 820$ МэВ/с	$\eta^0 \rightarrow \gamma e^+e^-$ $3900\eta^0$	$0,84 \times 10^{-3}$
/49/	Фреоновая пузырьковая камера с магнитным полем; $R_{\pi^-} = 830$ МэВ/с	$\eta^0 \rightarrow \pi^0\pi^+\pi^-$ $6300\eta^0$	$0,37 \times 10^{-3}$
/50/	Ксенонная пузырьковая камера; $\pi^+ + Xe \rightarrow \eta^0, \chi^0 + \text{что угодно}$ $R_{\pi^+} = 2,34$ БэВ/с	$\eta^0 \rightarrow 2\gamma$ $20\ 000\eta^0$	$0,16 \times 10^{-3}$
/51/	Искровые камеры, жидководородная мишень, черенковские счётчики, $\pi^-p \rightarrow n\eta^0$ (на пороге)	$\eta^0 \rightarrow \pi^0\pi^+\pi^-$ $78000\eta^0$	$0,045 \times 10^{-3}$

3. При поисках C-нечётных распадов $\eta^0, \chi^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ были получены новые значения для верхнего предела относительной вероятности распадов $\eta^0, \chi^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$, а именно :

$$\bar{R}_{\eta}^{\pi} = 1,6 \times 10^{-4} \text{ и } \bar{R}_{\chi}^{\pi} = 0,8 \times 10^{-3}.$$

Результаты методической работы (Гл. I), обсуждение результатов работы по поиску распада $\omega^0 \rightarrow \pi^0 \gamma$ (Гл. II) и распадов $\eta^0, \chi^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ (Гл. III) были ранее опубликованы в работах /9, 19, 50/.

Основные результаты работы по поиску распада $\omega^0 \rightarrow \pi^0 \gamma$ были доложены на Международной конференции по физике высоких энергий в Дубне, 1964 г. /17/.

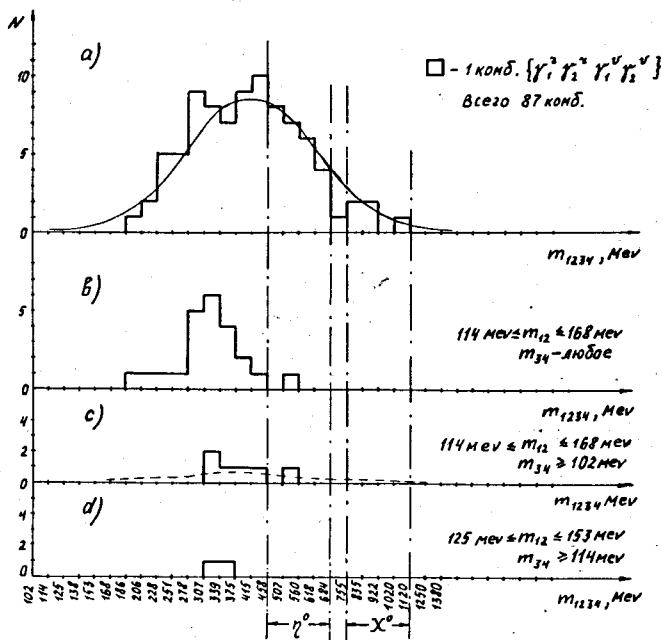


Рис.7 а, в, с, d . Распределение событий по $m_{1234} = m_{\text{эфф}}(\pi^0 e^+ e^-)$ для всевозможных значений $m_{12} = m_{2\gamma}$ и $m_{34} = m_{e^+ e^-}$ и при наложении ограничений на m_{12} и m_{34}
 а) сплошная кривая - фон (Монте-Карло),
 в) пунктирная кривая - фон (Монте-Карло)

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.П. Коновалова, Л.С. Охрименко, З.С. Стругальский. ОИЯИ, Р-700, Дубна, 1961.
2. Я. Даныш, З. Стругальский, О. Чижевский. ОИЯИ, Р-1144, Дубна, 1962.
3. L. Behr, P. Musset, Nucl. Instr. and Meth., 20, 446 (1963)
4. L. Behr, P. Musset, P. Mittner, Phys. Lett., 4, 22 (1963)
5. В.С. Курбатов. Автореферат диссертации ОИЯИ, I-6843, Дубна, 1972.
6. В.С. Курбатов, Э.И. Мальцев, А.И. Маслаков и др. ПТЭ, 5, 61 (1965)
7. Б. Ничипорук, З. Стругальский. Препринт 1989, ОИЯИ, Дубна (1965)
8. Б. Ничипорук, Б. Словинский, З. Стругальский. ОИЯИ, Р-2808, Дубна, 1966.
9. А.С. Мартынов. ОИЯИ, PI-3349, Дубна, 1967.
10. И.А. Ивановская, Т. Канарек и др. ОИЯИ, PI-3317, 1967; ПТЭ, 2, 39 (1968)
11. Б. Словинский, З. Стругальский, Б. Яновская. ОИЯИ, PI-3319, Дубна, 1968; ЯФ, 1969, 9, 120.
12. З.С. Стругальский, З. Яблонский. ОИЯИ, PI-8806, Дубна, 1975.
13. I. Chew et. al. Phys. Rev. Lett., 14, 142 (1960)
14. Т.И. Канарек, Е.Т. Мaltsev et. al. Proc. of the Intern. Conf. on High Energy Accelerators, CERN, 1959
15. В.В. Бармин, А.Г. Долголенко и др., ЖЭТФ, 45, 1879 (1963)
16. E. Shibata, M. Whalig, Phys. Lett., 22, 354 (1966)
17. И.М. Граменицкий, Т. Канарек, Е. Лоскевич, А.С. Мартынов и др. Международная конференция по физике высоких энергий, г. Дубна (1964), Атомиздат, 1966, т. I, стр. 472
18. Г.И. Копылов. ОИЯИ, Р-2447, Дубна, 1965.
19. Т.И. Канарек, Е. Лоскевич, А.С. Мартынов и др. ЯФ, 6, 786 (1967)
20. I. N. Christenson, I. W. Cronin, W. L. Fitch, R. Turlay. Phys. Rev. Lett., 13, 138 (1964)
21. L. Wolfenstein. Phys. Lett., 13, 562 (1964)
22. Л.Б. Окунь. УФН, 89, 603+642 (1966)
23. УФН, 95, стр. 402-503, стр. 647-687 (1968); ЯФ, 8, стр. 176-197 (1968)
24. Н.Н. Николаев. Сб. Элементарные частицы, стр. 30-45, М. Атомиздат, 1973.
25. I. Prentky and M. Veltman, Phys. Lett., 15, 88 (1965)
26. Л.Б. Окунь. ЯФ, 1, 938 (1965)
27. T. D. Lee and L. Wolfenstein, Phys. Rev., 138, B1490 (1965)

28. N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett., 14, 965 (1965)
29. Y. Fujii and G. Marx, Phys. Lett., 17, 75 (1965)
30. S. Barshay, Phys. Lett., 17, 78 (1965)
31. I. Bernstein, G. Feinberg and T. D. Lee, Phys. Rev., 139, B1650 (1965)
32. T. D. Lee, Phys. Rev., 140, 959 (1965); Phys. Rev., 140, 967 (1965)
33. В.И. Захаров, А.Б. Кайдалов. ЖЭТФ, 50, 283 (1966)
34. S. Glashow and Sommerfield, Phys. Rev. Lett., 15, 78 (1965)
35. T. D. Lee, Phys. Rev., 139B, 1415 (1965)
36. M. Nauenberg, Phys. Lett., 17, 329 (1965)
37. G. Feinberg, Phys. Rev., 140, B1402 (1965)
38. B. Barret, M. Jacob, M. Nauenberg and T. N. Truong. Phys. Rev., 141 B 1342 (1966); B. Barret and T. N. Truong, Phys. Rev., 147, B 1161 (1966)
39. В.И. Захаров, А.Б. Кайдалов. ЯФ, 5, 369 (1966)
40. Arbuzov V. A., Fillipov A. T. Phys. Lett., 20, 537 (1967)
41. N. Dombey and K. K. Kabir. Phys. Rev. Lett., 17, 730 (1966)
42. M. Veltman and Yellin, Phys. Rev., 154, 1469 (1967)
43. В.В. Соловьёв. ЯФ, 5, 428 (1967)
44. L. Price and F. Crawford. Phys. Rev., Lett., 15, 123 (1965)
45. A. Rittenberg and G. Kalbfleish, Phys. Rev. Lett., 15, 556 (1965)
46. D. Berley, E. L. Hart et. al. Phys. Rev., 142, 893 (1966)
47. C. Baglin, A. Bezaguet et. al. Phys. Lett., 22, 219 (1966)
Phys. Lett., B24, 637 (1967)
- A. Ferrando, An. fis. Real Soc. esp fis. y quim, 65 III 9-10, 257 (1969)
48. M. Bazin, A. T. Goshaw et. al. Phys. Rev. Lett., 19, 1157 (1967)
49. K. D. Billing, F. W. Bullock et. al., Phys. Lett., B25, 435 (1967)
50. А.С. Мартынов, А.И. Салтыков, А.В. Тарасов, В.В. Ужинский. ЯФ, 23, 93 (1976)
51. M. R. Jane, P. Grannis et. al. Phys. Lett., B59, 96 (1975)

Список работ по теме диссертации

1. А.С. Мартынов. ОИЯИ, PI-3349, Дубна, 1967.
2. И.М. Граменицкий, Т. Канарек, Е. Лоскевич, А.С. Мартынов. Междун. конф. по физ. выс. энергий, Дубна (1964), Атомиздат, 1966, т. I, стр. 472
3. Т.И. Канарек, Е. Лоскевич, А.С. Мартынов и др. ЯФ, 6, 786 (1967)
4. А.С. Мартынов и др. ЯФ, 23, 93 (1976)

Рукопись поступила в издательский отдел
4 мая 1979 года.