

15-99-11

На правах рукописи
УДК 539.125.46;
539.171.016;
539.172.6

П-704

ПРАХОВ
Сергей Николаевич

ПРОВЕРКА ПРАВИЛА ОКУБО-ЦВЕЙГА-ИИЗУКИ
В РОЖДЕНИИ ϕ (1020)- И f_2' (1525)-МЕЗОНОВ
ПРИ АННИГИЛЯЦИИ
ОСТАНОВИВШИХСЯ АНТИПРОТОНОВ

Специальность: 01.04.16 — физика ядра
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем
Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук
ведущий научный сотрудник
М.Г.Сапожников

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук
главный научный сотрудник
И.М.Граменицкий (ОИЯИ),
доктор физико-математических наук
ведущий научный сотрудник
А.Г.Долголенко (ИТЭФ)

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

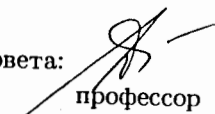
Институт ядерных исследований АН РФ, Москва.

Защита диссертации состоится "___" "_____" 1999 г.
в "___" часов на заседании Специализированного совета Д-047.01.03
при Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных
исследований, г.Дубна Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан "___" "_____" 1999 г.

Ученый секретарь Специализированного совета:


профессор Ю.А.Батусов

Общая характеристика работы

Актуальность. Настоящая диссертация посвящена экспериментальному изучению выполнения правила Окубо-Цвейга-Иизуки (ОЦИ) в аннигиляции покоящихся антипротонов [1, 2, 3, 4, 5, 6]. Исследования проводились на антипротонном пучке LEAR в ЦЕРН с использованием спектрометра OBELIX [7, 8]. Интерес к данной проблематике был вызван тем, что недавние исследования на LEAR [9] по изучению выхода ϕ -мезонов в $\bar{p}p$ -аннигиляции в покое показали значительное (в ~ 30 раз) нарушение правила ОЦИ.

Обычно правило ОЦИ [10] формулируют как подавление процессов, описываемых диаграммами с разрывными кварковыми линиями. Относительное рождение ϕ - и ω -мезонов является одним из наиболее чувствительных способов проверки выполнения правила ОЦИ, т.к. ϕ -мезон является почти чистым состоянием $s\bar{s}$, а ω -мезон состоит из легких кварков. Рождению ϕ -мезонов в $\bar{N}N$ аннигиляции должна соответствовать диаграмма, подобная изображенной на Рис. 1а), а образованию ω -мезона - диаграмма, изображенная на Рис. 1б).

Следуя Окубо [11], правило ОЦИ можно записать в виде

$$Z = \frac{\sqrt{2}M(A+B \rightarrow C + s\bar{s})}{M(A+B \rightarrow C + \bar{u}u) + M(A+B \rightarrow C + \bar{d}d)} = 0, \quad (1)$$

где $M(A+B \rightarrow C + \bar{q}q)$ - матричный элемент амплитуды соответствующих процессов, а адроны A, B и C состоят только из легких кварков. Отклонение параметра Z от нуля означало бы нарушение правила ОЦИ, а значение Z отражало бы степень такого нарушения.

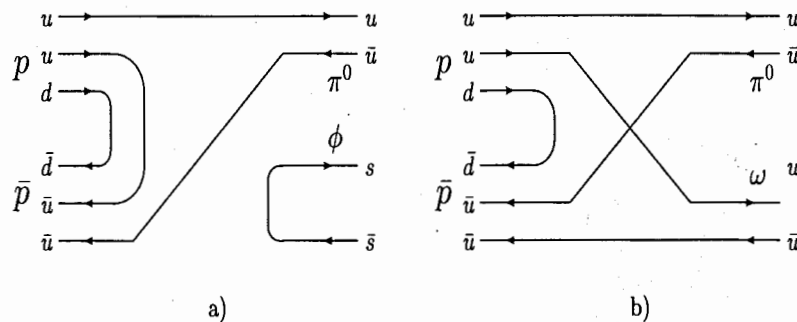
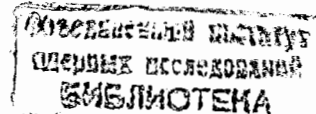


Рис. 1: Кварковые диаграммы образования (а) ϕ - и (б) ω -мезонов в $\bar{p}p$ -аннигиляции.

ϕ и ω являются членами $SU(3)$ -нонета векторных мезонов ($J^P = 1^-$) и образуются при смешивании октета ω_8 и синглета ω_0 на угол θ . Если угол смешивания "идеален", $\sin\theta_i = 1/\sqrt{3}$ ($\theta_i \approx 35.3^\circ$), то ω состоит из легких кварков, а ϕ является чистым состоянием из странных кварков, и согласно правилу ОЦИ его образование в реакциях с не-странными адронами должно быть полностью запрещено. Однако, для векторных мезонов угол смешивания θ немного отличается от идеального θ_i (согласно квадратичной массовой формуле Гелл-Манна-Окубо $\theta = 39^\circ$), поэтому ϕ -мезон может рождаться в адронных взаимодействиях. Переписав уравнение (1) в виде, отражающем отношение выходов ϕ - и



ω -мезонов,

$$\frac{M(A+B \rightarrow C+\phi)}{M(A+B \rightarrow C+\omega)} = -\frac{Z + \tan(\theta - \theta_i)}{1 - Z \tan(\theta - \theta_i)}, \quad (2)$$

можно получить значение этого отношения для случая выполнения правила ОЦИ, т.е. при $Z=0$,

$$R = \frac{\sigma(A+B \rightarrow \phi X)}{\sigma(A+B \rightarrow \omega X)} = 4.2 \cdot 10^{-3}, \quad (3)$$

Имевшиеся к настоящему моменту, экспериментальные данные по $p\bar{p}$ -, $p\bar{p}$ - и $\bar{p}p$ -взаимодействию на лету (см. [11, 12, 13, 14, 15, 16]) показывали достаточно хорошее согласие с предсказаниями правила ОЦИ, которое нарушалось не более чем на $6 \div 10\%$. В тоже время, первые эксперименты на пузырьковых камерах по изучению $\bar{p}d$ -аннигиляции в покое [17, 18, 19, 20, 21] указали на наличие неожиданно сильного отклонения от правила ОЦИ, $R = (83 \pm 25) \cdot 10^{-3}$, в реакции $\bar{p}n \rightarrow \phi\pi^-$. Однако, набранная при этом статистика составляла несколько десятков событий и не позволяла сделать каких-либо окончательных выводов.

После запуска антипротонного комплекса LEAR в ЦЕРН интересные результаты были получены уже в одном из первых экспериментов, который был сделан коллаборацией AS-TERIX по проверке правила ОЦИ в рождении ϕX - и ωX -систем в $\bar{p}p$ -аннигиляции в покое [9]. Степень нарушения правила ОЦИ оказалась сильно зависящей от X , так для $X = \pi^0$ это нарушение превысило предсказание ОЦИ в ~ 30 раз, а для $X = \eta$ не было отмечено какого-либо значимого превышения теоретического значения R . Кроме того, была замечена сильная зависимость выхода ϕ -мезонов от начального состояния $\bar{p}p$ -системы. Рождение $\phi\pi^0$ -системы, разрешенное из двух $\bar{p}p$ -начальных состояний, 3S_1 и 1P_1 , было обнаружено только в аннигиляции из S -волны. Следует однако отметить, что отсутствие событий $\phi\pi^0$ из P -волны было показано на малой статистике (4 ± 4 события), и этот результат требовал дополнительного подтверждения.

Для объяснения столь необычных результатов в рождении ϕ -мезонов, связанных с нарушением правила ОЦИ, было предложено несколько теоретических объяснений. Во-первых, это существование некоторого резонанса в системе $\phi\pi$ [22] с массой близкой к сумме масс двух нуклонов и квантовыми числами $I = 1, J^{PC} = 1^{--}$, что приводило бы к усилению выхода данного конечного состояния при $\bar{N}N$ -аннигиляции из S -волны и ослаблению из P -волны. Во-вторых, это образование системы $\phi\pi$ через взаимодействие двух каонов в промежуточном состоянии в реакции типа $\bar{p}p \rightarrow K^*K \rightarrow \phi\pi$ (см. [23, 24]). Однако, данные модели не смогли объяснить всю совокупность полученных экспериментальных данных.

В то же время Джоном Эллисом и др. [25, 26] была предложена модель, предполагающая наличие небольшой примеси поляризованных $\bar{s}s$ -кварков в волновой функции нуклона. В этом случае рождение ϕ -мезона может происходить через диаграммы с неразрывными кварковыми линиями, т.е. без нарушения правила ОЦИ. Вероятность рождения ϕ при этом будет зависеть не только от величины примеси странности в нуклоне, но и от квантовых чисел начального состояния $\bar{N}N$ -системы. Модель поляризованной странности также качественно объясняет, почему рождение ϕ может быть усилено в $\bar{N}N$ -аннигиляции в покое по сравнению с другими типами πN , NN и $\bar{N}N$ -взаимодействия.

Модель поляризованной странности не только успешно объясняет полученные результаты, но и позволяет сделать ряд предсказаний, экспериментальная проверка которых

могла бы служить подтверждением данной модели. Одним из таких предсказаний является усиление рождения $f_2'(1525)$ -мезона (соответствует $s\bar{s}$ -паре с квантовыми числами $S=1$ и $L=1$) из спинового триплет в P -волне при $\bar{N}N$ -аннигиляции. Такое усиление должно проявляться через отношение выхода $f_2'(1525)$ к $f_2(1270)$ -мезону, состоящему из легких кварков. Правило ОЦИ при использовании квадратичной массовой формулы Гелл-Манн-Окубо приводит к следующей оценке отношения R в адронных взаимодействиях: $R(f_2'(1525)/f_2(1270)) = 16 \cdot 10^{-3}$.

Целью диссертационной работы являлось проведение ряда исследований на установке OBELIX (LEAR, ЦЕРН) по проверке правила Окубо-Цвейга-Иизуки в рождении $\phi(1020)$ - и $f_2'(1525)$ -мезонов при аннигиляции остановившихся антипротонов, а также проверка предсказаний модели поляризованной внутренней странности нуклона о сильной зависимости рождения этих мезонов от начальных квантовых чисел $\bar{N}N$ -системы.

Для этого изучались следующие процессы:

1. аннигиляция покоящихся антипротонов в газообразной (1 атм) дейтериевой мишени по каналам

$$\bar{p}d \rightarrow \phi\pi^-p, \quad (4)$$

$$\bar{p}d \rightarrow \omega\pi^-p. \quad (5)$$

2. аннигиляция покоящихся антипротонов в газообразной (1 атм) водородной мишени по каналам

$$\bar{p}p \rightarrow \phi\pi^0, \quad (6)$$

$$\bar{p}p \rightarrow \phi\eta. \quad (7)$$

3. аннигиляция покоящихся антипротонов в водородной мишени при трех различных плотностях: жидкость, газ при 1 атм и газ при низком давлении в 5 мбар, по каналу

$$\bar{p}p \rightarrow K^+K^-\pi^0. \quad (8)$$

Научная новизна работы заключается в следующем:

1. впервые в газообразном дейтерии измерена вероятность аннигиляции в покое по каналу $\bar{p}d \rightarrow \phi\pi^-p$ для области импульсов протона-спектратора $P < 200$ МэВ/с;
2. впервые измерены вероятности аннигиляции в покое по каналам $\bar{p}d \rightarrow \phi\pi^-p$ и $\bar{p}d \rightarrow \omega\pi^-p$ для диапазона импульсов протона $P > 400$ МэВ/с;
3. впервые в газообразном дейтерии обнаружено сильное нарушение правила ОЦИ для векторных мезонов в аннигиляции покоящихся антипротонов; при этом экспериментально полученное отношение выходов $R(\phi\pi^-/\omega\pi^-)$ превышает предсказания правила ОЦИ в ~ 30 раз;
4. впервые измерена вероятность аннигиляции в покое по каналу

$$\bar{p}p \rightarrow K^+K^-\eta \quad (9)$$

с мишенью из газообразного водорода при нормальных условиях;

5. впервые проведен парциально-волновой анализ реакции аннигиляции в покое по каналу $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-\pi^0$ с водородной мишенью при трех различных плотностях;
6. впервые измерена вероятность аннигиляции в покое по каналу $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-\pi^0$ с водородной мишенью при трех различных плотностях;
7. впервые измерена вероятность аннигиляции в покое по каналу $\bar{p}p \rightarrow \phi\pi^0$ с водородной мишенью при низком давлении в 5 мбар;
8. впервые определено, что в аннигиляции покоящихся антипротонов отношение вероятностей рождения системы $\phi\pi^0$ из $\bar{p}p$ -начальных состояний 3S_1 и 1P_1 есть $R(^3S_1/^1P_1) > 15$;
9. впервые выполнено измерение вкладов S - и P -волн в вероятность аннигиляции в покое по каналу

$$\bar{p}p \rightarrow f'_2(1525)\pi^0 \quad (10)$$

для жидкой и низкого давления (5 мбар) водородных мишеней;

10. впервые измеренное отношение выходов каналов $R(\bar{p}p \rightarrow f'_2(1525)\pi^0 / \bar{p}p \rightarrow f_2(1270)\pi^0)$ при аннигиляции из P -волны в ~ 10 раз превышает предсказания правила ОЦИ.

Научная и практическая ценность работы:

1. Разработана методика нахождения эффективности и параметров триггера спектрометра OBELIX, исходного количества аннигиляций, выделения взаимодействий остановившихся антипротонов, а также по выработке критериев отбора полезных физических событий в установке OBELIX. Она реализована в виде соответствующего программного обеспечения, которое используется коллаборацией OBELIX при обработке экспериментальных данных.
2. Подготовлена часть программы моделирования событий в детекторе OBELIX, воспроизводящая работу триггера с его параметрами и эффективностями.
3. Полученные впервые выходы реакций (4)-(10) для различных видов $\bar{p}N$ -аннигиляции и разных плотностей мишени могут быть использованы в дальнейшем для теоретических расчетов, при планировании или моделировании будущих экспериментов по изучению $\bar{N}N$ -взаимодействия.
4. Полученные в работе отношения выходов $R(\phi\pi/\omega\pi)$ и $R(f'_2\pi^0/f_2\pi^0)$ в аннигиляции остановившихся антипротонов при различных экспериментальных условиях и обнаруженные в рождении ϕ - и f'_2 -мезонов зависимости от начальных квантовых чисел $\bar{N}N$ -системы могут служить критериями для проверки разных теоретических моделей.

Автор защищает:

1. методику определения эффективности и параметров триггера установки, исходного количества аннигиляций, выделения взаимодействий антипротонов, остановившихся в объеме мишени, а также по выработке критериев отбора полезных физических событий;

2. экспериментальные результаты по вероятности рождения системы $\phi\pi^-$ в аннигиляции антипротонов, остановившихся в газообразном дейтерии, для двух диапазонов импульсов протона: $P < 200$ МэВ/с и $P > 400$ МэВ/с;
3. экспериментальные результаты по вероятности рождения системы $\omega\pi^-$ в аннигиляции антипротонов, остановившихся в газообразном дейтерии, для диапазона импульсов протона 400÷1000 МэВ/с;
4. экспериментальные результаты по вероятности рождения системы $\phi\pi^0$ в аннигиляции антипротонов, остановившихся в водородной мишени при трех различных плотностях: жидкость, газ при нормальных условиях и газ при низком давлении в 5 мбар;
5. экспериментальные результаты по вероятности рождения систем $\phi\eta$ и $K^+K^-\eta$ в аннигиляции антипротонов, остановившихся в газообразном водороде при нормальных условиях;
6. экспериментальные результаты по вероятности рождения системы $K^+K^-\pi^0$ в аннигиляции антипротонов, остановившихся в водородной мишени при трех различных плотностях: жидкость, газ при нормальных условиях и газ при низком давлении в 5 мбар;
7. обнаружение сильного нарушения правила ОЦИ для векторных мезонов, зарегистрированного в отношении вероятностей рождения $\bar{p}n \rightarrow \phi\pi^- / \bar{p}n \rightarrow \omega\pi^-$ в аннигиляции антипротонов, остановившихся в газообразном дейтерии, для всего диапазона импульсов протона;
8. экспериментальные результаты по измерению вкладов S - и P -волн в вероятность аннигиляции в покое по каналу $\bar{p}p \rightarrow f'_2(1525)\pi^0$ для жидкой и низкого давления (5 мбар) водородных мишеней;
9. обнаружение сильного нарушения (в ~ 10 раз) правила ОЦИ для тензорных мезонов, зарегистрированного в отношении вероятностей рождения $f'_2\pi^0/f_2\pi^0$ при аннигиляции из P -волны;
10. наличие сильной зависимости вероятности рождения системы $\phi\pi$ от начальных квантовых чисел $\bar{p}N$ -системы, а именно, преимущественное рождение системы $\phi\pi$ в аннигиляции покоящихся антипротонов из спин-триплетного состояния 3S_1 .

Апробация работы и публикации. Результаты работы докладывались автором на Международной конференции Deutrop'93 (Дубна, 1993), на Международной конференции Hadron'95 (Манчестер, Великобритания, 1995), на Международном симпозиуме Strangeness in the Nucleon (ЦЕРН, Женева, 1997), а также на научных семинарах лабораторий ОИЯИ.

Основные результаты диссертации опубликованы в 6 работах [1, 2, 3, 4, 5, 6].

Структура и объем диссертации: диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка цитируемой литературы. Объем диссертации 100 страниц, включая рисунки и таблицы.

Краткое содержание диссертации

Во введении обосновывается актуальность работы, приводится краткий обзор экспериментальной и теоретической ситуации обсуждаемой проблематики, ставится цель исследований, изложены научная новизна и практическая ценность полученных результатов, сформулированы вопросы, вынесенные на защиту, описан план изложения материала.

В первой главе кратко описана экспериментальная установка OBELIX и ее основные характеристики.

Источником антипротонов для установки OBELIX являлся один из ускорителей ЦЕРН - LEAR (Low Energy Antiproton Ring), пучки которого обладали следующими основными параметрами: интенсивность пучка - $I = 2 \cdot 10^4 \div 1 \cdot 10^6 \bar{p}/s$; разрешение по импульсу - $\Delta P/P < 10^{-3}$; отсутствие примесей других частиц; минимальный эмиттанс пучка $\sim 10 \pi$ мм-мрад; импульсный диапазон антипротонов - $90 \div 1700$ МэВ/с.

Внешний вид и основные компоненты спектрометра OBELIX показаны на Рис.2. Можно перечислить следующие основные детекторы спектрометра: мишень, содержащая газ или жидкость (H_2 , D_2 и т.д.); спирально-проекционная камера (SPC) - вершинный детектор с трехмерным считыванием информации для заряженных треков и X-лучей; внутренний цилиндр из 30 сцинтилляционных счетчиков времяпролетной системы (tof); цилиндрическая дрейфовая камера (JDC) с большим поперечным размером ($\varnothing \sim 1.6$ м), высоким разрешением ($\sigma \sim 200$ мкм), трехмерным считыванием информации и измерением ионизационных потерь dE/dX вплоть до 42 точек на трек; внешний цилиндр из 84 сцинтилляционных счетчиков времяпролетной системы (TOF); гамма-детектор высокого углового разрешения (HARGD) - 4 модуля, сделанных из слоев конвертора 3×4 м², проложенных плоскостями стримерных трубок параллельно и поперек к оси пучка.

Все части детектора установлены внутри объема открытого магнита аксиального поля (OAFM) с величиной поля в центре 0.5 Т. Такая конфигурация позволяет регистрировать заряженные частицы в угловом диапазоне $\sim 3\pi$, иметь для них высокое разрешение по импульсу и идентификацию по dE/dX и TOF (используя SPC-, JDC-камеры и времяпролетную систему). Установка была оптимизирована для регистрации заряженных частиц с достаточно низким порогом по импульсу: пионы, каоны и протоны успешно регистрируются детектором начиная с импульса $\sim 80, 160$ и 300 МэВ/с, соответственно. Большой размер детектора обеспечивал хорошую $\pi/K/P$ -идентификацию. Так, например, времяпролетная система позволяет выделять заряженные каоны вплоть до 0.6 ГэВ/с, а протоны до 1.1 ГэВ/с.

Времяпролетная система обеспечивала наиболее быстрый отклик среди остальных составляющих детектора OBELIX. Временные отсчеты от TOF-системы доступны уже через 50 нс. Они служили входной информацией для триггера первого уровня, который в течение 200 нс вырабатывал решение о полезности события. При этом триггером анализировались: множественность отсчетов в TOF-системе, их топология, длительность времени пролета частиц.

Во второй главе рассказывается о проделанной работе по изучению реакций

$$\bar{p}d \rightarrow \phi\pi^-p \quad (11)$$

$$\bar{p}d \rightarrow \omega\pi^-p \quad (12)$$

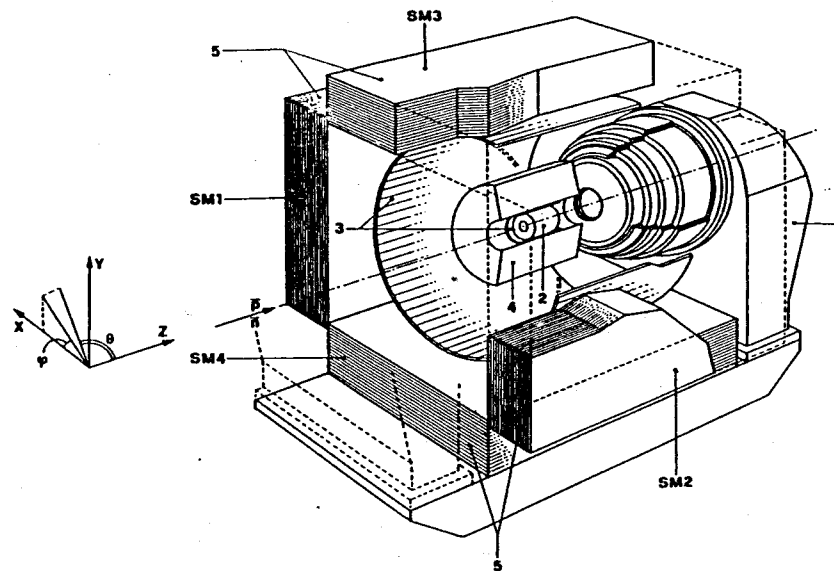


Рис. 2: Спектрометр OBELIX. 1.Магнит - OAFM; 2.Вершинный детектор - SPC; 3.Времяпролетная система - TOF; 4.Цилиндрическая дрейфовая камера - JDC; 5. Электромагнитный калориметр - HARGD (SM1-4 - левый, правый, верхний и нижний супермодули).

при аннигиляции покоящихся антипротонов в газообразной (при нормальных условиях, 1 атм) дейтериевой мишени. Данные каналы аннигиляции были выбраны для изучения потому, что предыдущие измерения на пузырьковых камерах показали наличие здесь большого нарушения правила ОЦИ. Однако, набранная в этих экспериментах статистика была явно недостаточна (только 54 события $\phi\pi^-$).

В данной главе описывается специальный триггер для выделения реакций (11) и (12), учитывающий разную множественность частиц в основном трековом детекторе, 3 или 4 в зависимости от импульса протона. ϕ -мезон регистрировался по его моде распада в K^+K^- , а ω -мезон - по $\pi^+\pi^-\pi^0$. Всего было проанализировано $1.1 \cdot 10^6$ событий с данным триггером. Подробно рассказывается, как выделялись события аннигиляции остановившихся антипротонов в газе дейтерия внутри мишени, как осуществлялся подсчет исходного числа аннигиляций для событий, прошедших отбор ϕ -триггером, как находились параметры и эффективности каждого условия многоступенчатого триггера.

В этой главе также изложены основные критерии отбора полезных событий реакций (11) и (12) для разных интервалов импульсов протона, методы фитирования окончательных экспериментальных распределений. Проведена проверка надежности рабочей процедуры и воспроизводимости экспериментальных данных в программе моделирования. Проведены обсуждения полученных результатов, оценка их систематических погрешностей, сравнение с предыдущими измерениями.

Окончательные результаты по выходу реакций (11) и (12) приведены в Таблице 1

для каждого изученного диапазона импульсов протонов. Набранная статистика для реакции (11) в области протонов-спектров $P < 200$ МэВ/с более чем в 10 раз превышает все предыдущие исследования, выполненные на пузырьковых камерах. Измерение данных реакций в области протонов с $P > 400$ МэВ/с проведено впервые. Эффективности регистрации ϵ_{MC} каждой реакции, приведенные в данной таблице, обусловлены не только акцептансом установки и триггера, но и всей цепочкой получения окончательных наборов данных. Приведенные величины вероятностей аннигиляции поправлены на вклад от других мод распада ϕ - и ω -мезонов.

Таблица 1: Вероятность рождения $\phi\pi^-$ и $\omega\pi^-$ в $\bar{p}d$ -аннигиляции в покое для различных диапазонов импульса протона P

Конеч. состоян. P (ГэВ/с)	$\phi\pi^- p_s$ <0.2	$\phi\pi^- p$ 0.4÷1.0	$\omega\pi^- p$ 0.4÷1.0
Колич. событ.	859 ± 57	38 ± 9	499 ± 63
ϵ_{MC} %	0.999 ± 0.023	0.309 ± 0.009	0.248 ± 0.006
$W(\bar{p}d) \cdot 10^4$	6.62 ± 0.48	0.95 ± 0.22	8.4 ± 1.1
$W(\bar{p}n) \cdot 10^4$	14.8 ± 1.1		

Для вычисления вероятности аннигиляции на нейтроне было использовано значение $R(\bar{p}n/\bar{p}p) = 0.81 \pm 0.03$, полученное в экспериментах на пузырьковых камерах с жидким деутерием. Для реакции $\bar{p}d \rightarrow \omega\pi^-$ была получена зависимость вероятности аннигиляции от импульса протона в интервале 400÷1000 МэВ/с. Она находится в достаточно хорошем согласии с результатами теоретических расчетов, основанных на учете процессов перераспределения образовавшихся в конечном состоянии мезонов.

Для двух диапазонов импульсов P протонов-спектров определены следующие отношения вероятностей аннигиляции:

$$R(\bar{p}d \rightarrow \phi\pi^- p / \bar{p}d \rightarrow \omega\pi^- p) = (133 \pm 26) \cdot 10^{-3}, \quad P < 200 \text{ МэВ/с},$$

$$= (113 \pm 30) \cdot 10^{-3}, \quad P > 400 \text{ МэВ/с}.$$

Они показывают значительное отклонение от предсказаний правила ОЦИ $R(\phi/\omega) = 4.2 \cdot 10^{-3}$. Вычисленная величина параметра Z , характеризующего степень нарушения правила ОЦИ, равна $|Z| = 0.29 \pm 0.03$, что значительно больше чем во всех других процессах адронного взаимодействия, где параметр нарушения есть $|Z| \approx 0.06 \div 0.1$.

Анализ углового распределения распада ϕ -мезона (см. рис.3) показал преимущественное рождение системы $\phi\pi$ из спин-триплетного начального состояния 3S_1 при $\bar{p}N$ -аннигиляции в покое.

В третьей главе рассказывается о проделанной работе по изучению рождения ϕ -мезонов в реакциях

$$\bar{p}p \rightarrow \phi\pi^0 \quad (13)$$

$$\bar{p}p \rightarrow \phi\eta \quad (14)$$

при аннигиляции покоящихся антипротонов в газообразном водороде при нормальных условиях. Данные каналы аннигиляции были выбраны для изучения потому, что измерения коллаборации ASTERIX [9] показали не только наличие большого нарушения правила

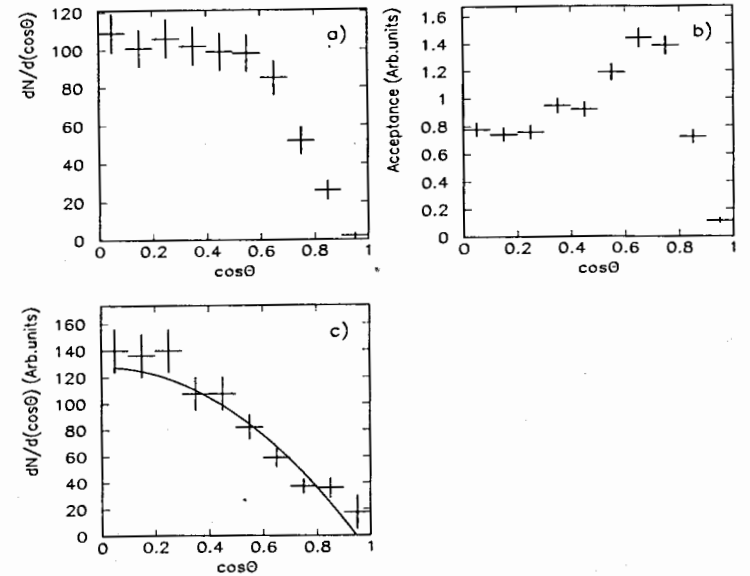


Рис. 3: Распределения по $\cos\theta$ (где θ - угол в с.ц.м. ϕ между быстрейшим в лаб. системе каоном и направлением движения ϕ): а) - экспериментальное, б) - акцептанс и в) - экспериментальное, поправленное на акцептанс (поведение близко к $dN/d(\cos\theta) \sim \sin^2\theta$, что соответствует аннигиляции из 3S_1).

ОЦИ для $\phi\pi^0$, но и сильную зависимость выхода этого состояния от начальных квантовых чисел $\bar{p}p$ -системы. В то же время в той же работе ASTERIX при анализе канала $\phi\eta$, разрешенного из тех же начальных состояний (3S_1 и 1P_1), что и $\phi\pi^0$, не было замечено ни сколь значимого нарушения правила ОЦИ, ни зависимости от начальных квантовых чисел.

В этой главе подробно описаны: процедура выделения событий каждой реакции, вычисление соответствующих вероятностей аннигиляции, сравнение их с результатами предыдущих измерений.

Экспериментальные данные набирались с двумя типами триггера: $1.5 \cdot 10^6$ событий с триггером на множественность 2 отсчета во внутреннем и во внешнем слое TOF-системы и еще $0.75 \cdot 10^6$ событий с дополнительным условием на медленную частицу. При этом ϕ -мезон регистрировался через его моду распада в K^+K^- , а η -мезон в данном случае был нерегистрируемой частицей. Несмотря на значительно меньшее исходное количество данных с триггером на медленную частицу, окончательное число выделенных событий для обеих реакций (13) и (14) оказывается большим именно в этих данных, что происходит благодаря эффективному отбору триггером событий с медленными каонами (см., например, рис.4 и Таблицу 2).

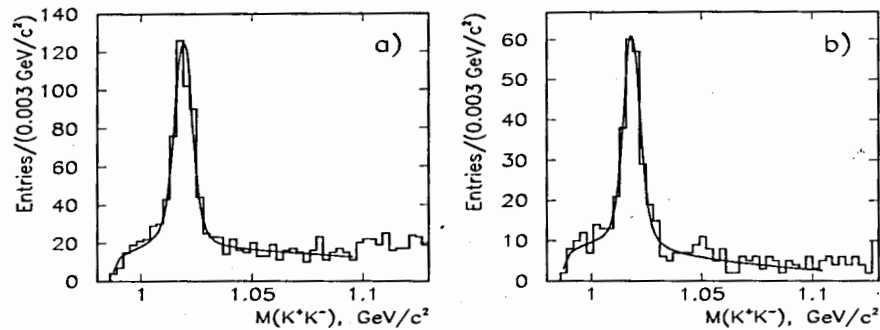


Рис. 4: Распределение по эффективной массе K^+K^- для событий реакции $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-\pi^0$ (сплошной линией показан результат фита области ϕ -мезона): а) - для данных с триггером на медленную частицу; б) - для данных без триггера на медленную частицу.

Анализ углового распределения от распада ϕ -мезона для реакции (13) подтвердил предыдущие результаты о преимущественном рождении системы $\phi\pi$ из начального состояния 3S_1 . При этом был получен верхний предел на процентный вклад P -волны в выход $\phi\pi^0$ при аннигиляции покоящихся антипротонов в газообразном водороде при нормальных условиях: $R_P(\bar{p}p \rightarrow \phi\pi^0) < 13\%$ с 95%CL.

Для реакции (14) из-за ограниченного акцептанса оказалось невозможным из анализа углового распределения от распада ϕ -мезона надежно разделить относительные вклады начальных состояний 3S_1 и 1P_1 . Поэтому, для данной реакции были вычислены только нижний и верхний пределы на вероятность аннигиляции, предполагая при этом, что все события $\phi\eta$ идут только из 3S_1 или только из 1P_1 начального состояния.

Впервые был измерен выход реакции $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-\eta$ при аннигиляции антипротонов, остановившихся в газообразном (при нормальных условиях) водороде.

Полученные значения вероятностей аннигиляции для изученных реакции приведены в Таблице 2 для обоих наборов экспериментальных данных. При вычислении величин вероятности аннигиляции учтен вклад от других мод распада ϕ - и η -мезона.

В четвертой главе рассказывается о проделанной работе по анализу реакции

$$\bar{p}p \rightarrow K^+K^-\pi^0 \quad (15)$$

при аннигиляции остановившихся антипротонов в водородной мишени при трех различных плотностях: жидкость (LH_2), газ при нормальных условиях (NTP) и газ при низком давлении в 5 мбар (LP). Основной целью работы была проверка предсказаний модели поляризованной странности о сильной зависимости рождения каналов аннигиляции $\phi\pi^0$ и $f'_2\pi^0$ от начальных квантовых чисел $\bar{p}p$ -системы. Согласно этой модели данные каналы аннигиляции должны быть значительно усилены при рождении из спин-триплетных начальных состояний, при этом для $\phi\pi^0$ это соответствует аннигиляции из S -волны (3S_1), а для $f'_2\pi^0$ - из P -волны (3P_1 и 3P_2).

Таблица 2: Вероятности аннигиляции по каналам $\bar{p}p \rightarrow \phi\pi^0$, $\phi\eta$ для покоящихся антипротонов в газообразном водороде при нормальных условиях

Тип триггера	с медленной частицей	без медленной частицы
Колич. событ. $\phi\pi^0$	446±41	196±24
ϵ_{MC} % (3S_1)	0.0474±0.0011	0.0892±0.0016
$W(\bar{p}p \rightarrow \phi\pi^0) \cdot 10^4$	2.46±0.24	2.58±0.32
Колич. событ. $\phi\eta$	52±16	17.4±8.7
$W(\bar{p}p \rightarrow \phi\eta) \cdot 10^4$		
Нижний предел	0.74±0.22	0.83±0.41
Верхний предел	1.04±0.33	1.21±0.61
Колич. событ. $K^+K^-\eta$	847±61	425±42
$W(\bar{p}p \rightarrow K^+K^-\eta) \cdot 10^4$	4.67±0.35	4.61±0.47

Таблица 3: Основные промежуточные состояния, допустимые в канале аннигиляции $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-\pi^0$; где L - относительный угловой момент между резонансом и обычным мезоном; состояния с одинаковыми квантовыми числами, но с разными массами: M_1, M_2, \dots , записаны для краткости как $R(M_1, M_2, \dots)$

промежуточные состоян.	I	$0^{-+}(^1S_0)$	$1^{-+}(^3S_1)$	$1^{+-}(^1P_1)$	$1^{++}(^3P_1)$	$2^{++}(^3P_2)$
$K^\pm K^{*\mp}$	0,1	L=1	L=1	L=0,2	L=0,2	L=2
$(K^\pm\pi^0)_S K^\mp$	0,1	L=0	-	-	L=1	-
$a_0(980, 1450)\pi^0$	0	L=0	-	-	L=1	-
$a_2(1320)\pi^0$	0	L=2	-	-	L=1	L=1
$f_0(980, 1370, 1500)\pi^0$	1	L=0	-	-	L=1	-
$f_2(1270), f'_2(1525)\pi^0$	1	L=2	-	-	L=1	L=1
$f_{j=0}(1700)\pi^0$	1	L=0	-	-	L=1	-
$f_{j=2}(1700)\pi^0$	1	L=2	-	-	L=1	L=1
$\phi(1020)\pi^0$	1	-	L=1	L=0	-	-
$\rho(1450, 1700)\pi^0$	1	-	L=1	L=0	-	-

В этой главе подробно описаны: процедуры выделения событий реакции (15) и вычитания возможных фоновых реакций, процедура парциально-волнового анализа данных для трех плотностей мишени и способ вычисления вероятностей аннигиляции из результатов фитирования.

Следует отметить, что парциально-волновой анализ реакции (15) - это достаточно сложная процедура из-за большого числа промежуточных интерферирующих состояний, разрешенных из обоих $I = 0, 1$ изоспинов 5-ти (при 6-ти возможных) начальных $\bar{p}p$ -состояний (см. Таблицу 3).

Триггер для всех наборов данных был оптимизирован для регистрации событий с двумя заряженными частицами в конечном состоянии. Для этого требовалось одновременное срабатывание двух счетчиков как во внутреннем, так и во внешнем цилиндре TOF. Количество набранных событий с данным триггером и число окончательно отобранных событий реакции (15) приведены в Таблице 4. На рис.5 для каждого набора экспериментальных данных показаны диаграммы Далица для реакции (15): эксперимен-

Таблица 4: Количество набранных событий с триггером и окончательное число событий реакции $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-\pi^0$ для каждого экспериментальных условий

Плотность мишени	LH ₂	NTP	LP (5 мбар)
R(S-волна/P-волна), %	87/13	42/58	20/80
Число событ. с триг. 2x2	10.4·10 ⁶	6.7·10 ⁶	9.4·10 ⁶
Число событий $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-\pi^0$	29441	30358	36169

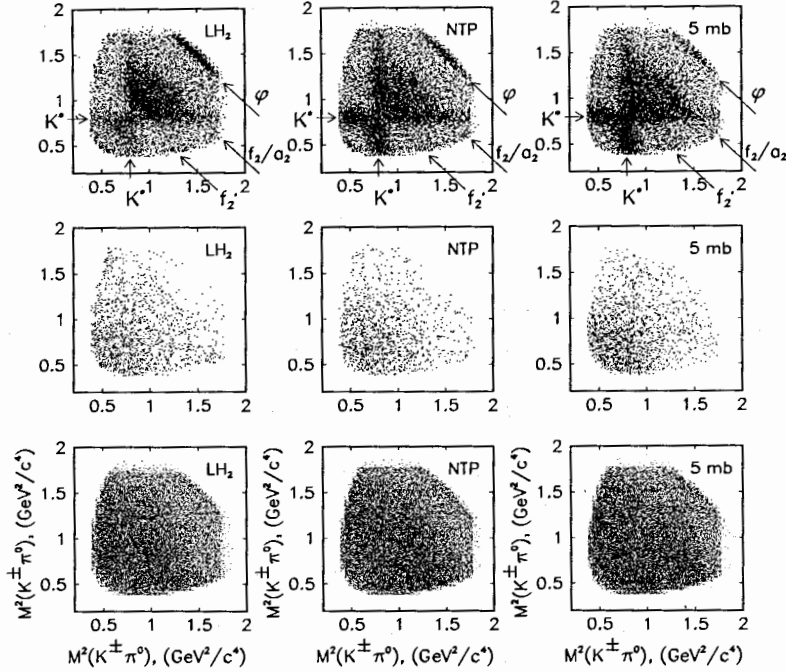


Рис. 5: Диаграммы Далица для реакции $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-\pi^0$ при трех различных плотностях водородной мишени: верх - экспериментальные диаграммы; низ - акцептанс, полученный методом Монте Карло; середина - фон от реакции $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-X$ (где X - нейтральные частицы), который соответственно составляет 2.6%, 2.2% и 2.7% от событий $K^+K^-\pi^0$

тальные, с фоновыми событиями и акцептанс данной реакции. Глядя на экспериментальные диаграммы, можно заметить некоторые особенности поведения исследуемого канала аннигиляции: полосы от распадов $K^{*\pm}(892)$ -мезонов хорошо видны для каждой плотности водородной мишени, сигнал от ϕ -мезона ослабевает при переходе к мишени низкой плотности, а полосы от тензорных мезонов становятся более отчетливыми при аннигиляции в газе.

При проведении парциально-волнового анализа реакции (15) подразумевалось, что $\bar{p}p$ -система аннигилирует в $K^+K^-\pi^0$ через двухчастичные промежуточные состояния (см.

Таблицу 3). Элементарные амплитуды перехода параметризовались в рамках изобарной модели [27] и записывались в форме

$$A_{JPC}(\mathbf{p}, \mathbf{q}) = \sum_{I, I_3} c_{I, I_3} Z_{JPC, I, I_3, L, l}(\mathbf{p}, \mathbf{q}) W_L(\mathbf{p}) W_l(\mathbf{q}) F_{I, I_3, l}(\mathbf{q}), \quad (16)$$

где \mathbf{p} - импульс резонанса в лабораторной системе; \mathbf{q} - импульс распада в системе покоя резонанса; I, I_3 - изоспин системы $\bar{p}p$ и его третья компонента; c_{I, I_3} - коэффициенты Клебша-Гордана; $Z_{JPC, I, I_3, L, l}$ - спиновые тензора (построены в ковариантном формализме [28]), которые задают угловые зависимости; L - относительный угловой момент между изобарой и мезоном спектатором; l - спин изобары; функция W - коэффициент подавления Блатта-Вейскопфа; $F_{I, I_3, l}$ - функция, описывающая динамику рождения изобары. Для резонансов функция F представлялась релятивистской формулой Брейта-Вигнера. Для описания нерезонансной $K\pi$ -системы в относительном состоянии S -волны применялась аналитическая параметризация Торнквиста [29]. Полная амплитуда перехода из J^{PC} -начального состояния $\bar{p}p$ -системы представлялась как

$$A_{JPC}^T(\mathbf{p}, \mathbf{q}) = \sum_i x_{JPC}^i A_{JPC}^i(\mathbf{p}, \mathbf{q}), \quad (17)$$

где $x_{JPC}^i = w_i e^{i\varphi_i}$ - комплексные переменные, являющиеся свободными параметрами минимизирующей процедуры и описывающие вклад каждого промежуточного состояния $A_{JPC}^i(\mathbf{p}, \mathbf{q})$, представленного формулой (16). При суммировании амплитуд из различных J^{PC} -начальных состояний $\bar{p}p$ -атома предполагалось, что интерференция между ними отсутствует.

Теоретические диаграммы Далица для фитирования реальных данных получались путем взвешивания событий из акцептанс-диаграмм с соответствующими квадратичными амплитудами перехода. При этом для воспроизведения экспериментального разрешения установок сами амплитуды вычислялись используя размыгранные импульсы, а теоретические диаграммы заполнялись согласно их реконструированным значениям. Функция χ^2 , которая минимизировалась используя пакет программ MINUIT [30], была определена следующим образом:

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(N_i^{\text{Exp}} - N_i^{\text{BG}} - N_i^{\text{Th}})^2}{\sigma_{N_i^{\text{Exp}}}^2 + \sigma_{N_i^{\text{BG}}}^2 + \sigma_{N_i^{\text{Th}}}^2}, \quad (18)$$

где N_i^{Exp} , N_i^{BG} и N_i^{Th} - соответственно число событий (входов) в ячейке i реальной $K^+K^-\pi^0$ -, фоновой $\pi^+\pi^-X$ - и суммарной теоретической диаграммы Далица, а $\sigma_{N_i^{\text{Exp}}}^2 = N_i^{\text{Exp}}$, $\sigma_{N_i^{\text{BG}}}^2 = N_i^{\text{BG}}$ и $\sigma_{N_i^{\text{Th}}}^2 = (N_i^{\text{Th}})^2 / N_i^{\text{Acc}}$ - соответствующие им квадраты ошибок (N_i^{Acc} - число событий в ячейке i акцептанс-диаграммы Далица).

В Таблице 5 приведены полные вероятности аннигиляции по каналу $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-\pi^0$ и для реакции $\bar{p}p \rightarrow \phi\pi^0$, полученные для каждой плотности водородной мишени в результате парциально-волнового анализа. Здесь же для сравнения приведены результаты предыдущих измерений канала $\phi\pi^0$ с LH₂- и NTP-мишенями. Видно, что они согласуются с результатами, полученными в данном анализе. Результаты для водорода при низком давлении получены в первый раз. Результаты, представленные в Таблице 5, демонстрируют, что вероятность аннигиляции в конечное состояние $K^+K^-\pi^0$ увеличивается на ~50% при переходе от жидкого водорода к газообразному при давлении в 5 мбар, в то время как выход состояния $\phi\pi^0$ падает при аналогичных условиях более чем в 5 раз.

Таблица 5: Вероятности аннигиляции (в единицах 10^{-4}) в конечное состояние $K^+K^-\pi^0$ и $\phi\pi^0$ для трех различных плотностей водородной мишени.

$f \cdot 10^4$	LH ₂	NTP	LP(5 мбар)
$f(\bar{p}p \rightarrow K^+K^-\pi^0)$	23.7 ± 1.6	30.3 ± 2.0	31.5 ± 2.2
$f(\bar{p}p \rightarrow \phi\pi^0)$	4.88 ± 0.32	2.47 ± 0.21	0.92 ± 0.10
$f(\bar{p}p \rightarrow \phi\pi^0, {}^1P_1)$			< 0.1 с 95%CL
$f(\bar{p}p \rightarrow \phi\pi^0)$	3.3 ± 1.5 [31]	1.9 ± 0.5 [9]	
предыдущие измерения	5.5 ± 0.7 [32]	2.46 ± 0.23 [4]	

Из результатов парциально-волнового анализа также следует, что выход $\phi\pi^0$ происходит только за счет начального состояния 3S_1 , а вклад из 1P_1 исчезающе мал. Для LP-данных, где процент аннигиляции из P -волны максимален, определен верхний предел на величину вклада 1P_1 в выход $\phi\pi^0$: $f_{{}^1P_1}(\phi\pi^0, LP) < 0.1 \cdot 10^{-4}$ с 95% уровнем достоверности.

Определим вероятность аннигиляции f по каналу $\bar{p}p \rightarrow \phi\pi^0$ при некоторой плотности мишени ρ используя значения вероятностей рождения Br данного канала из всех разрешенных уровней J^{PC} и вероятностей заселения W этих уровней при данной плотности ρ :

$$f(\bar{p}p \rightarrow \phi\pi^0, \rho) = W({}^3S_1, \rho) \cdot Br(\bar{p}p \rightarrow \phi\pi^0, {}^3S_1) + W({}^1P_1, \rho) \cdot Br(\bar{p}p \rightarrow \phi\pi^0, {}^1P_1). \quad (19)$$

Тогда, используя для $W(J^{PC}, \rho)$ результаты работы [33], получаем следующие значения вероятности рождения $\phi\pi^0$ из начальных состояний 3S_1 и 1P_1 :

$$Br(\bar{p}p \rightarrow \phi\pi^0, {}^3S_1) = (7.57 \pm 0.62) \cdot 10^{-4}. \quad (20)$$

$$Br(\bar{p}p \rightarrow \phi\pi^0, {}^1P_1) < 0.5 \cdot 10^{-4} \quad \text{с 95\%CL}. \quad (21)$$

Полученные значения показывают, что вероятность рождения $\phi\pi^0$ из начального состояния 3S_1 по крайней мере в 15 раз больше чем вероятность из 1P_1 . Этот факт указывает на наличие сильной зависимости рождения $\phi\pi^0$ от квантовых чисел начальных $\bar{p}p$ -состояний.

Из результатов парциально-волнового анализа также следует, что выход канала $\bar{p}p \rightarrow f_2'\pi^0$ из P -волны значительно сильнее чем S -волны. Для наилучшего варианта описания данных получены следующие значения вероятностей аннигиляции:

$$f(\bar{p}p \rightarrow f_2'\pi^0) = (2.26 \pm 0.68) \cdot 10^{-4}, \quad \text{LH}_2, S\text{-волна} \quad (22)$$

$$= (20.4 \pm 2.0) \cdot 10^{-4}, \quad \text{LP}, P\text{-волна} \quad (23)$$

Полученные в результате для тензорных мезонов отношения R в S - и P -волне

$$R(f_2'(1525)\pi^0/f_2(1270)\pi^0) = (47 \pm 14) \cdot 10^{-3}, \quad S\text{-волна}, \quad (24)$$

$$= (149 \pm 20) \cdot 10^{-3}, \quad P\text{-волна}, \quad (25)$$

указывают на значительное превышение предсказания ОЦИ $R(f_2'/f_2) = 16 \cdot 10^{-3}$ при аннигиляции из P -волны. Такой характер нарушения правила ОЦИ для тензорных мезонов был предсказан в модели поляризованной внутренней странности нуклона. Отметим, что $R(f_2'\pi^0/f_2\pi^0)$ -отношение выходов в P -волне измерено впервые.

В заключении сформулированы основные результаты диссертации:

1. Разработана методика по нахождению эффективности и параметров триггера спектрометра OBELIX, исходного количества аннигиляций, выделению взаимодействий остановившихся антипротонов, а также выработке критериев выделения полезных физических событий в установке OBELIX. Она реализована в виде соответствующего программного обеспечения, которое используется коллаборацией OBELIX при обработке экспериментальных данных. Подготовлена также часть программы моделирования событий в детекторе OBELIX, воспроизводящая работу триггера с его параметрами и эффективностями.

2. Впервые для двух диапазонов импульсов P протонов-спектрометров измерена вероятность аннигиляции по каналу $\bar{p}d \rightarrow \phi\pi^-p$ для покоящихся антипротонов в газообразном дейтерии:

$$W(\bar{p}d \rightarrow \phi\pi^-p) = (6.62 \pm 0.48) \cdot 10^{-4}, \quad P < 200 \text{ МэВ/с},$$

$$W(\bar{p}d \rightarrow \phi\pi^-p) = (0.95 \pm 0.22) \cdot 10^{-4}, \quad P > 400 \text{ МэВ/с}.$$

3. Впервые для диапазона импульсов протонов $P > 400$ МэВ/с измерена вероятность аннигиляции по каналу $\bar{p}d \rightarrow \omega\pi^-p$ для покоящихся антипротонов в газообразном дейтерии:

$$W(\bar{p}d \rightarrow \omega\pi^-p) = (8.4 \pm 1.1) \cdot 10^{-4}, \quad P > 400 \text{ МэВ/с}.$$

Получена зависимость вероятности аннигиляции по каналу $\bar{p}d \rightarrow \omega\pi^-$ от импульса протона в интервале 400÷1000 МэВ/с. Она находится в достаточно хорошем согласии с результатами расчетов, основанных на учете процессов перераспределения образовавшихся в конечном состоянии мезонов.

4. Определены отношения вероятностей аннигиляции $R(\bar{p}d \rightarrow \phi\pi^-p / \bar{p}d \rightarrow \omega\pi^-p)$ для двух диапазонов импульсов P протонов-спектрометров:

$$R(\phi\pi^-p/\omega\pi^-p) = (133 \pm 26) \cdot 10^{-3}, \quad P < 200 \text{ МэВ/с},$$

$$= (113 \pm 30) \cdot 10^{-3}, \quad P > 400 \text{ МэВ/с}.$$

Они показывают значительное отклонение от правила ОЦИ, которое предсказывает $R(\phi/\omega) = 4.2 \cdot 10^{-3}$. Величина параметра Z , характеризующего степень нарушений правила ОЦИ, равна

$$|Z| = 0.29 \pm 0.03,$$

что значительно больше чем в других процессах адронного взаимодействия, где параметр нарушения Z есть $|Z| \approx 0.06 \div 0.1$.

5. Изучена реакция $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-\eta$ при аннигиляции покоящихся антипротонов в газообразном водороде при нормальных условиях. Впервые получена вероятность аннигиляции по этому каналу для покоящихся антипротонов в газообразном водороде при нормальных условиях:

$$W(\bar{p}p \rightarrow K^+K^-\eta) = (4.67 \pm 0.35) \cdot 10^{-4}.$$

Определены нижний и верхний пределы вероятности аннигиляции по каналу $\bar{p}p \rightarrow \phi\eta$ для покоящихся антипротонов в газообразном водороде при нормальных условиях:

$$(0.74 \pm 0.22) \cdot 10^{-4} < W(\bar{p}p \rightarrow \phi\eta) < (1.04 \pm 0.33) \cdot 10^{-4}.$$

6. Определены вероятности аннигиляции в покое для реакции $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-\pi^0$ при трех различных плотностях водородной мишени: (жидкость (LH₂), газ при нормальных условиях (NTP) и газ при низком давлении в 5 мбар (LP)):

$$\begin{aligned} W(\bar{p}p \rightarrow K^+K^-\pi^0) &= (23.7 \pm 1.6) \cdot 10^{-4}, & \text{LH}_2, \\ &= (30.3 \pm 2.0) \cdot 10^{-4}, & \text{NTP}, \\ &= (31.5 \pm 2.2) \cdot 10^{-4}, & \text{LP(5 мбар)}. \end{aligned}$$

Парциально-волновой анализ показал, что увеличение выхода данного канала при переходе от аннигиляции в жидкости к газу при низком давлении объясняется возрастанием выхода K^* и тензорных мезонов в аннигиляции из P -волны.

7. Определены вероятности аннигиляции в покое по каналу $\bar{p}p \rightarrow \phi\pi^0$ для трех плотностей водородной мишени:

$$\begin{aligned} W(\bar{p}p \rightarrow \phi\pi^0) &= (4.88 \pm 0.32) \cdot 10^{-4}, & \text{LH}_2, \\ &= (2.47 \pm 0.21) \cdot 10^{-4}, & \text{NTP}, \\ &= (0.92 \pm 0.10) \cdot 10^{-4}, & \text{LP(5 мбар)}. \end{aligned}$$

Значения для LH₂- и NTP-данных согласуются с результатами предыдущих измерений, а значение для LP-данных получено впервые. Для LP-данных определен верхний предел на величину вклада 1P_1 в вероятность аннигиляции по каналу $\bar{p}p \rightarrow \phi\pi^0$:

$$W_{^1P_1}(\bar{p}p \rightarrow \phi\pi^0, \text{LP}) < 0.1 \cdot 10^{-4}$$

с 95% уровнем достоверности.

8. В аннигиляции покоящихся антипротонов изучена зависимость выхода реакции $\bar{p}N \rightarrow \phi\pi$ от начальных квантовых чисел $\bar{p}N$ -системы.

В измерениях с мишенью из газообразного дейтерия анализ углового распределения распада ϕ -мезона в реакции $\bar{p}p \rightarrow \phi\pi^-$ показал доминирующее рождение данного канала из спин-триплетного начального состояния 3S_1 .

В измерениях с мишенью из газообразного водорода при нормальных условиях из анализа углового распределения распада ϕ -мезона определен верхний предел на процентный вклад P -волны в выход $\phi\pi^0$:

$$R_P(\bar{p}p \rightarrow \phi\pi^0) < 13\% \quad \text{с } 95\% \text{CL}.$$

Из результатов парциально-волнового анализа реакции $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-\pi^0$ получены оценки вероятностей рождения $\phi\pi^0$ из начальных состояний 3S_1 и 1P_1 :

$$\begin{aligned} Br(\bar{p}p \rightarrow \phi\pi^0, ^3S_1) &= (7.57 \pm 0.62) \cdot 10^{-4}, \\ Br(\bar{p}p \rightarrow \phi\pi^0, ^1P_1) &< 0.5 \cdot 10^{-4} \quad \text{с } 95\% \text{CL}. \end{aligned}$$

Полученные значения показывают, что вероятность рождения $\phi\pi^0$ из начального состояния 3S_1 по крайней мере в 15 раз больше чем вероятность из 1P_1 .

Таким образом, совокупность результатов всех трех экспериментов указывает на наличие сильной зависимости рождения $\phi\pi$ от начальных квантовых чисел $\bar{p}N$ -системы. Данное динамическое правило отбора не объясняется в обычных моделях аннигиляции, кроме модели поляризованной внутренней странности нуклона.

9. Впервые выполнено измерение вкладов S - и P -волн в вероятность аннигиляции в покое по каналу $\bar{p}p \rightarrow f_2'(1525)\pi^0$ для LH₂- и LP(5 мбар)-водородных мишеней. Оно показало, что выход $f_2'\pi^0$ из P -волны существенно больше чем выход из S -волны. Для наилучшего варианта описания данных получены следующие значения вероятностей аннигиляции:

$$\begin{aligned} f(\bar{p}p \rightarrow f_2'\pi^0) &= (2.26 \pm 0.68) \cdot 10^{-4}, & \text{LH}_2, \text{ S-волна}, \\ &= (20.4 \pm 2.0) \cdot 10^{-4}, & \text{LP, P-волна}. \end{aligned}$$

10. Впервые в аннигиляции покоящихся антипротонов проведена проверка правила ОЦИ для тензорных мезонов. Получены следующие отношения вероятностей рождения $f_2'(1525)\pi^0$ и $f_2(1270)\pi^0$ в $\bar{p}p$ -аннигиляции из S - и P -волны:

$$\begin{aligned} R(\bar{p}p \rightarrow f_2'\pi^0/\bar{p}p \rightarrow f_2\pi^0) &= (47 \pm 14) \cdot 10^{-3}, & \text{S-волна}, \\ &= (149 \pm 20) \cdot 10^{-3}, & \text{P-волна}. \end{aligned}$$

Таким образом, обнаружено, что при аннигиляции из P -волны предсказания правила ОЦИ ($R(f_2'/f_2) = 16 \cdot 10^{-3}$) нарушаются наибольшим образом. Такой характер нарушения правила ОЦИ для тензорных мезонов был предсказан в модели поляризованной внутренней странности нуклона.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах [1, 2, 3, 4, 5, 6].

Список литературы

- [1] The Obelix Collaboration, V.G.Ableev, A.Adamo, M.Angelo, F.Balestra, ..., S.N.Prakhov, ..., A.Zenoni, A.Zoccoli, G.Zosi, "Study of the OZI-rule violation in antiproton annihilation in deuterium at rest", Proc. Hadron'93 Conference, Como, 1993; Nuovo Cim., A107 (1994) 2315.
- [2] The Obelix Collaboration, V.G.Ableev, A.Adamo, M.Angelo, F.Balestra, ..., S.N.Prakhov, ..., A.Zenoni, A.Zoccoli, G.Zosi, "Measurement of the ϕ - and ω -meson production in antiproton annihilation at rest on deuterium", Proc. NAN'93 Conference, Moscow, 1993; Phys. Atom. Nucl., vol.57, N.10 (1994) 1716.
- [3] The Obelix Collaboration, V.G.Ableev, M.Angelo, F.Balestra, G.Bendischioli, ..., S.N.Prakhov, ..., A.Zenoni, A.Zoccoli, G.Zosi, "Measurements of the $\bar{p}d$ annihilation at rest", Preprint JINR-E15-94-343, Dubna, 1994; Nucl.Phys., A585 (1995) 577.
- [4] The Obelix Collaboration, V.G.Ableev, M.Angelo, F.Balestra, G.Bendischioli, ..., S.N.Prakhov, ..., A.Vitale, A.Zenoni, A.Zoccoli, " $\phi\pi^0$ and $\phi\eta$ production in antiproton annihilation at rest in a hydrogen gas target at NTP", Nucl. Phys., A594 (1995) 375.
- [5] The Obelix Collaboration, A.Bertin, M.Bruschi, M.Capponi, B.Cereda, ..., S.N.Prakhov, ..., G.Pauli, S.Tessaro, L.Santi, "Study of the $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-\pi^0$ in antiproton annihilation at rest", Proc. Hadron'95 Conference, Manchester, UK, 1995; World Scientific Publishing Co.Pte.Ltd. (1996) 377.

- [6] The Obelix Collaboration, A.Alberico, A.Bertin, M.Bruschi, M.Capponi, ..., S.N.Prakhov, ..., G.Pauli, S.Tessarò, L.Santi, "Study of ϕ and $f_2'(1525)$ meson production in $\bar{p}p$ annihilation at rest", Phys.Lett., B438 (1998) 430
- [7] R.Armenteros et al., Proposal on Study of Antinucleon Annihilations at LEAR with OBELIX, CERN/PSCC/86-4 (1986).
- [8] A.Adamo et al., Sov.J.Nucl.Phys., 55 (1992) 1732.
- [9] J.Reifenrother et al., Phys.Lett., B267 (1991) 299.
- [10] S.Okubo, Phys.Lett. 5 (1963) 165; G. Zweig, CERN Report TH 412 (1964); I.Iizuka, Prog. Theor. Phys. Suppl. 37-38 (1966) 21.
- [11] S.Okubo, Phys.Rev., D16 (1977) 2336.
- [12] A.M. Cooper et al., Nucl.Phys., B146 (1978) 1.
- [13] C.B.Dover et al., Prog.Part.Nucl.Phys., 29 (1992) 87.
- [14] J.Ellis, E.Gabathuler, M.Karliner, Phys.Lett., B217 (1989) 173.
- [15] J.Ellis, M.Karliner, Phys.Lett. B313 (1993) 407.
- [16] J.Ellis et al., CERN preprint, TH/94-7326, Geneva, 1994.
- [17] R.Bizzarri R. et al., Nuov.Cim., 20A (1974) 393.
- [18] L.Gray et al., Phys.Rev.Lett, 29 (1966) 501.
- [19] A.Bettini et al., Nuov.Cim., 63A (1969) 1199.
- [20] R.Bizzarri et al., Phys.Rev.Lett, 25 (1970) 1385.
- [21] A.Bettini et al., Nuov.Cim., 47A (1967) 642.
- [22] C.Dover, P.Fishbane, Phys.Rev.Lett. 62 (1989) 2917.
- [23] Y.Lu, B.S.Zou, M.P.Locher, Z.Phys., A347 (1994) 281.
- [24] D.Buzatu, F.M.Lev, Phys.Lett., B329 (1994) 143.
- [25] J.Ellis et al., Phys.Lett., B353 (1995) 319.
- [26] M.Alberg, J.Ellis, D.Kharzeev, Phys.Lett., B356 (1995) 113.
- [27] D.Herdorn, P.Soding and R.J.Cashmore, Phys. Rev., D11 (1975) 3165.
- [28] V.Filippini, A.Fontana, A.Rotondi, Phys. Rev., D51 (1995) 2241.
- [29] N.A.Törnqvist, Z. Phys., C68 (1995) 647.
- [30] F.James and M.Roos, CERN program library, D506 (1989).

- [31] M.Chiba et al., Phys.Lett., B202 (1988) 447.
- [32] M.A.Faessler for the Crystal Barrel Collaboration, Proc.NAN'93 Conference,Moscow,1993, Phys. At. Nuclei 57 (1994) 1693.
- [33] C.J.Batty, Nucl.Phys., A601 (1996) 425.

Рукопись поступила в издательский отдел
26 января 1999 года.