

1-99-34

На правах рукописи
УДК 539.126.4;
539.1

А-807

АРЕФЬЕВ
Валентин Александрович

ИССЛЕДОВАНИЕ РОЖДЕНИЯ $\overline{D^0}$ -МЕЗОНОВ
В НЕЙТРОН-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
НА СЕРПУХОВСКОМ УСКОРИТЕЛЕ
С ПОМОЩЬЮ СПЕКТРОМЕТРА БИС-2

Специальность: 01.04.16 — физика ядра
и элементарных частиц;
01.04.01 — техника физического эксперимента,
физика приборов, автоматизация физических исследований

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 1999

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований.

Научные руководители:

доктор физико-математических наук
профессор

ЛИХАЧЕВ
Михаил Федорович

кандидат физико-математических наук
старший научный сотрудник

МАКСИМОВ
Анатолий Николаевич

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук
профессор

БАРАНОВ
Павел Сергеевич

кандидат физико-математических наук
старший научный сотрудник

ШАФРАНОВ
Михаил Дмитриевич

Ведущее научно-исследовательское учреждение:
Физический институт им. П.Н.Лебедева Российской Академии наук

Защита диссертации состоится "____" _____ 1999 г. в ____ час. на заседании диссертационного совета Д-047.01.02 при Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований, Дубна, Московская область, конференц-зал ЛВЭ ОИЯИ.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ ОИЯИ.

Автореферат разослан "____" _____ 1999 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета

М.Ф.Лихачев

М.Ф.Лихачев

Общая характеристика работы

Актуальность темы. Существование четвертого, очарованного, или с-кварка, было предсказано теоретически, исходя из представлений о симметрии числа кварков и лептонов, с целью объяснения наблюдавшегося экспериментально подавления слабых нейтральных токов, меняющих странность. Это предсказание было подтверждено в конце 1974 г. открытием семейства узких векторных резонансов J/Ψ , Ψ' и др., интерпретируемых как мезоны, состоящие из с- и \bar{c} -кварков, что положило начало интенсивным экспериментальным и теоретическим исследованиям очарованных частиц. Интерес к этим исследованиям поддерживался следующими обстоятельствами:

1. Изучение спектроскопии адронов важно для систематики элементарных частиц.
2. Характеристики распадов очарованных частиц – времена жизни, парциальные вероятности распадов и т.п. – содержат информацию о слабых взаимодействиях с участием с-кварка, а также о процессах адронизации в распадах.
3. Характеристики фотонного и адронного рождения отражают механизмы взаимодействия адронов. Относительно большая масса с-кварка ($\sim 1,5 \text{ ГэВ}/c^2$) позволяет надеяться, что для расчетов характеристик рождения очарованных частиц можно применять теорию возмущений квантовой хромодинамики. Экспериментальные исследования рождения очарованных частиц необходимы для представлений о взаимодействиях адронов.

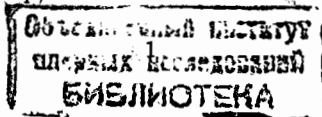
Поиск адронного рождения очарованных частиц затруднен рядом обстоятельств: менее 0,1% всех взаимодействий содержат очарованные частицы; парциальные вероятности удобных для регистрации распадов очарованных частиц составляют (1 - 5)%, пробеги очарованных частиц до распада малы, их регистрация требует специальной техники; регистрация ассоциативного рождения очарованных частиц затруднена из-за малой вероятности удобных для регистрации распадов.

Целью работы является создание экспериментальной установки, поиск с ее помощью очарованных \bar{D}^0 -мезонов в нейтрон-ядерных взаимодействиях при энергии серпуховского ускорителя методом анализа спектров эффективных масс и исследование характеристик их рождения и распада.

Научная новизна работы. Впервые обнаружено путем прямого наблюдения адронное рождение очарованных \bar{D}^0 -мезонов при энергиях, близких к порогу рождения, и исследованы характеристики этого процесса.

Научно-практическая значимость работы состоит в следующем:

- измерены сечения рождения очарованных \bar{D}^0 -мезонов на ядрах водорода, углерода и алюминия при энергии, близкой к пороговой для рождения очарованных частиц и в кинематической области $p_T^2 < 1(\text{ГэВ}/c)^2$, $x_F \geq 0,4$;
- измерены дифференциальные сечения рождения очарованных \bar{D}^0 -мезонов при энергии, близкой к пороговой для рождения очарованных частиц;
- измерена А-зависимость сечения рождения очарованных \bar{D}^0 -мезонов;
- разработан и внедрен в производство комплекс электронной аппаратуры для пропорциональных камер;



- разработана и внедрена в эксперимент система предварительного отбора событий по множественности вторичных частиц с использованием пропорциональных камер в качестве основного элемента;
- показана перспективность исследования очарованных частиц при серпуховских энергиях; полученные результаты могут служить основой при планировании исследований очарованных частиц на серпуховском ускорителе.

Апробация работы и публикации Результаты проведенных работ обсуждались на научных и методических семинарах Лаборатории высоких энергий ОИЯИ, на международных рабочих совещаниях Сотрудничества БИС-2, проводившихся ОИЯИ, представлялись на международных семинарах, симпозиумах и конференциях: Международное совещание по методике проволочных камер (Дубна, 1975), IX Международный симпозиум по ядерной электронике (Варна, Болгария, 1977), Симпозиум по экспериментам и экспериментальным методам в физике высоких энергий (Бехин, Чехия, 1987), а также публиковались в журналах "Приборы и техника эксперимента", "Ядерная физика", "Czechoslovak Journal of Physics", "Zeitschrift für Physics C - Particles and Fields" и в виде препринтов и Сообщений ОИЯИ.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах [1] - [10].

Объем и структура работы. Диссертационная работа состоит из введения, двух глав и заключения.

Автор защищает

- Результаты измерений характеристик рождения очарованных \bar{D}^0 -мезонов при энергии, близкой к пороговой для рождения очарованных частиц: полные и дифференциальные сечения рождения, А-зависимость сечения рождения очарованных D^0 -мезонов;
- Создание комплекса электронной аппаратуры для пропорциональных камер;
- Создание системы предварительного отбора событий по множественности вторичных частиц с использованием пропорциональных камер в качестве основного элемента;
- Создание детектора частиц отдачи.

СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во введении обоснована актуальность диссертации, сформулирована цель работы, приведено краткое содержание диссертации по главам.

В первой главе сформулированы требования, которым должна удовлетворять экспериментальная установка для решения поставленной задачи, и приводятся результаты работы по созданию такой установки. Подробно описаны элементы спектрометра, в создание которых автор внес основной вклад: электронная аппаратура для пропорциональных камер, детектор частиц отдачи, система предварительного отбора событий.

Экспериментальная установка, нацеленная на поиск и изучение очарованных частиц в нейтрон-ядерных взаимодействиях методом анализа спектров эффективных масс, в целом должна иметь высокую эффективность регистрации соответствующих мод распада и отвечать следующим требованиям:

- спектрометр должен иметь высокую эффективность регистрации процессов с малыми сечениями и работать в пучке с интенсивностью до $5 \cdot 10^7$ нейтронов за цикл ускорителя;
- координатные детекторы должны иметь эффективность регистрации событий с высокой множественностью в конечном состоянии не хуже 98% при нагрузках, соответствующих указанной выше интенсивности пучка;
- количество шестства в детекторах должно давать минимальный вклад в многократное рассеяние вторичных частиц, чтобы не ухудшать разрешение спектрометра;
- спектрометр должен обладать высоким разрешением по эффективным массам в интервале (1500 - 3000) МэВ/ c^2 ;
- для уменьшения комбинаторного фона желательно иметь в составе спектрометра детекторы для идентификации вторичных частиц;
- Система запуска спектрометра должна обеспечивать эффективный отбор событий с большим числом частиц в конечном состоянии.

Большая часть этих требований удовлетворяется при использовании многопроволочных пропорциональных камер, которые могут быть использованы как для регистрации треков частиц, так и для выработки условий предварительного отбора событий.

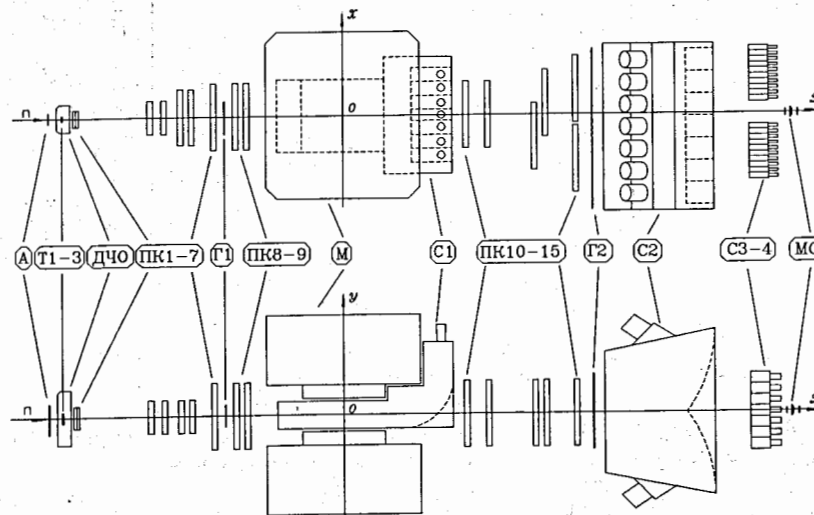


Рис. 1: Расположение элементов спектрометра БИС-2 на канале 4Н

На рис.1 приведена принципиальная схема спектрометра БИС-2. Здесь А - счетчик антисовпадений, Т1 - 3 - мишени, МО - нейтронный монитор, М - спектрометрический магнит СП-40, Г1 - Г2 - сцинтилляционные фотодетекторы, С1 - С2 - пороговые газосчетчики системы идентификации заряженных частиц, С3 - С4 - черенковский спектрометр полного поглощения, ПК - пропорциональные камеры, ДЧО - детектор частиц отдачи.

Электронная аппаратура для ПК. Для пропорциональных камер спектрометра автором была разработана электронная аппаратура, которая функционально делится на три части:

- усилители-формирователи 6УФ912
- блоки регистрации 922Г2
- аппаратура, предназначенная для обработки сигналов "Быстрое ИЛИ"

Конструктивно усилители и аппаратура "Быстрое ИЛИ" расположены непосредственно на камерах, блоки регистрации выполнены в стандарте КАМАК.

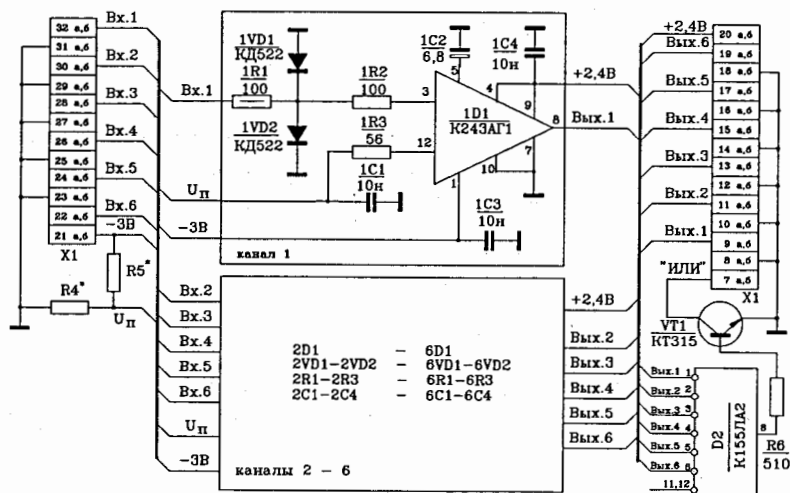


Рис. 2: Принципиальная схема усилителя 6УФ912

6-канальный усилитель 6УФ912 разработан на основе микросхемы K243AG1. Принципиальная схема этого усилителя представлена на рис.2. Использовано включение микросхемы K243AG1 с формированием на выходе сигналов с уровнями ТТЛ. Каждый канал содержит усилитель $D1$, резистивно-диодный ограничитель входных сигналов $R1 - R2, VD1 - VD2$, обеспечивающий защиту микросхемы от перегрузок по входному напряжению и току, конденсатор в цепи обратной связи $C2$, резистивно-емкостную развязку в цепи задания порога срабатывания $R3, C1$ и емкостные фильтры в цепях питания $C3, C4$. Величина порогового напряжения задается резистивным делителем $R4^*, R5^*$, общим для всех шести каналов.

Каждый канал имеет логический выход, нагружаемый на скрученную пару. Предусмотрена возможность иметь линейный выход, для чего на плате усилителя зарезервировано место для размещения в каждом канале эмиттерного повторителя, обеспечивающего согласование линейного выхода микросхемы с коаксиальным кабелем. Сигналы с логических выходов объединяются на плате с помощью микросхемы $D2$, образуя сигнал "Быстрое ИЛИ". Использование в качестве выходного элемента для этого сигнала транзистора $VT1$ с открытым коллектором

позволяет передавать сигнал по скрученным парам и производить последующее суммирование методом "проводное ИЛИ" для получения логической суммы сигналов от больших групп проводочек.

Использование в качестве выходных элементов схем с открытыми коллекторами представляет, кроме возможности использования в качестве передающих линий скрученных пар, применения метода "проводное ИЛИ" и уменьшения рассеиваемой на плате мощности, сокращать в некоторых случаях число блоков регистрации. Например, если "полезным" считается событие, в котором произошло срабатывание только одной проводочки во всей ПК, то может быть использовано следующее включение усилителей: одноименные выходы с нескольких плат объединяются по "проводному ИЛИ" и подключаются к общей скрученной паре. По другим парам передаются сигналы "ИЛИ" от каждой платы. В этом случае сигнал с выхода "Быстрое ИЛИ" указывает номер сработавшей платы, а сигнал с выходов усилителей - номер сработавшего канала на плате.

Краткие характеристики схем: входное сопротивление усилителей - 1,3 кОм; номинальный порог срабатывания - 1мВ; устойчивость канала к наводкам от перегрузки соседних - не ниже 200 при пороге 1мВ; динамический диапазон по линейному входу - не менее 60; потребляемая мощность на канал - 60 мВт.

Блок регистрации данных с ПК выполнен в стандарте КАМАК, содержит 32 канала регистрации, занимает одну станцию в крейте и выполняет следующие функции:

- задержка входных сигналов на время выработки импульса записи системой отбора событий;
- запоминание входной информации по сигналу "запись" ("строб") и хранение ее до момента считывания или сброса;
- выдача данных на магистраль по команде "чтение".

На рис.3 представлена принципиальная схема блока. Входные сигналы поступают по кабелю из скрученных пар. Резистор R служит нагрузкой для выходного каскада с открытым коллектором усилителя 6УФ912 и совместно с конденсатором C обеспечивает согласование скрученных пар. В качестве элемента задержки применен одновибратор с потенциальным входом, выполненный на четырех элементах И-НЕ с открытым коллектором. Время выдержки одновибратора задается цепочкой R, C_T . Подбором резистора R_T производится индивидуальная подстройка времени задержки в каждом канале, а его общая регулировка производится изменением величины напряжения источника U_T , к которому подключены токозадающие резисторы R_T .

Элементом памяти служит D -триггер. Через 50-омный разъем, расположенный на передней панели блока, поступает сигнал "строб", вырабатываемый системой предварительного отбора событий, и через преобразователь уровней $NIM - TTL$ подается на вход "D" триггера. Запись информации производится задним фронтом импульса одновибратора задержки, который подается на вход C триггера. Записанная информация выводится на магистраль КАМАК по команде чтения через выходные вентили.

Для организации чтения данных 32 канала блока разделены на 2 группы по двум субадресам. Сигнал запроса L вырабатывается при наличии ненужной информации хотя бы в одном из каналов ("ИЛИ с памяти"), для чего на четырех

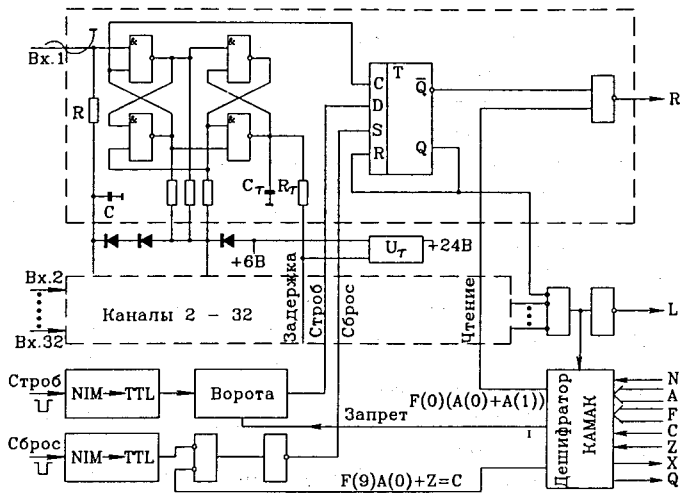


Рис. 3: Схема 32-канального блока регистрации 922Г2

восьмивходовых элементах *ИЛИ-НЕ* собран логический сумматор.

Краткие характеристики блока: номинальная длительность задержки - 350 нс; диапазон регулировки длительности задержки - ± 50 нс; дрейф длительности задержки - температурный не более 0,15%/1°C, с изменением напряжения питания не более 2%/В; минимальная длительность входных сигналов - "строб" и "сброс" - 40 нс; "пролезание" на входе блока при срабатывании всех соседних каналов - не более 450 мВ; потребляемая мощность на канал - 200 мВт.

Временные свойства пропорциональных камер позволяют применять их в системах запуска спектрометров. Эта возможность реализуется путем использования сигналов "Быстрое ИЛИ". В спектрометре БИС-2 эти сигналы последовательно объединяются в три ступени.

Первой ступени соответствуют сигналы "Быстрое ИЛИ", вырабатываемые каждым усилителем 6УФ912 ("индивидуальное ИЛИ"). Эти сигналы выводятся с вспомогательной магистрали на четыре многоконтактных разъема, расположенных на корпусе камеры. Далее по кабелю со скрученными парами они поступают на логическую систему отбора событий, где могут использоваться в различных комбинациях.

На второй ступени суммирования сигналов "Быстрое ИЛИ" вырабатываются сигналы, соответствующие одной двенадцатой части и четверти *X*-плоскости камеры. Деление плоскости на 12 частей связано с тем, что в дальнейшем используются мажоритарные схемы совпадений, имеющие 12 входов. Этот сумматор смонтирован на многоконтактном разъеме, который сопрягается с разъемом для сигналов "индивидуальное ИЛИ". В случае использования в системе отбора событий сигналов "Быстрое ИЛИ" этого уровня схема устанавливается на камере вместо упоминавшегося в предыдущем абзаце кабеля. Выходные сигналы в уровнях *NIM* выводятся на дополнительный разъем, расположенный на корпусе камеры, откуда по высокочастотному кабелю поступают на систему отбора событий. Сигнал, со-

ответствующий четверти плоскости камеры выводится на отдельный разъем типа *CP50* и может быть либо использован в системе отбора событий, либо подается на третью ступень формирования сигналов "Быстрое ИЛИ". Каждая сумматор допускает сложение до 24 сигналов "индивидуальное ИЛИ".

На третьей ступени суммирования вырабатываются сигналы, соответствующие полуплоскостям камеры и всей плоскости. Входные и выходные сигналы имеют уровни Печатная плата с этой схемой размещается на вспомогательной магистрали камеры.

Описанная структура сигналов "Быстрое ИЛИ" применяется как для *X*- так и для *Y*-плоскостей камер. Отличие для *Y*-плоскостей состоит в том, что в связи с их меньшими размерами они разделены не на 12 а на 8 частей.

Система предварительного отбора событий. Кроме обеспечения информации о координатах треков частиц в регистрируемых событиях, пропорциональные камеры используются также в системе отбора событий. Так как описываемая система отбора событий используется в различных экспериментах, то применение *ПК* для этих целей должно носить универсальный характер. Выполнение этого требования достигается использованием логических сигналов "Быстрое ИЛИ", которые выводятся с каждой платы усилителя 6УФ912. Каждому такому сигналу соответствуют полосы камеры шириной 12 мм, являющиеся аналогами вертикальных и горизонтальных годоскопов. Эти сигналы могут далее быть сгруппированы для того, чтобы получить годоскопические ячейки требуемой в эксперименте ширины.

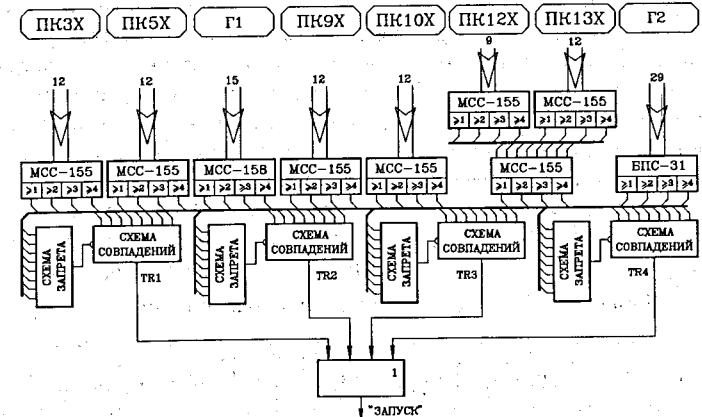


Рис. 4: Блок-схема системы предварительного отбора событий

С помощью системы предварительного отбора событий определялось число срабатываний годоскопических элементов в *X*-плоскостях пропорциональных камер и сцинтилляционных годоскопов. В случае срабатывания заданного числа элементов системой предварительного отбора генерировался сигнал "строб", по которому производилась запись данных с детекторов в регистрирующую аппаратуру, запускались трековые процессоры и инициализировалась программа считывания информации в э.в.м.

На рис.4 представлена блок-схема системы предварительного отбора событий. Здесь условно не показаны формирователи и разветвители сигналов, а также блоки

задержки. Основными детекторами являются пропорциональные камеры, сцинтилляционные годоскопы включались, в основном, для улучшения "временной привязки" импульса запуска к моменту взаимодействия.

Сигналы "ИЛИ" с ПК подаются на 12-ти входные мажоритарные схемы совпадений, имеющие 4 выхода, соответствующие кратностям входных сигналов от "один и больше" до "четыре и больше", причем импульсы появляются одновременно на всех выходах, соответствующих и меньшим кратностям. Это позволяет, каскадируя данные схемы, реализовать мажоритарные совпадения для большего числа входных сигналов. Такое свойство этих схем было использовано для включения камер ПК12Х и ПК13Х, которые в системе предварительного отбора событий рассматриваются как одна плоскость. Сигналы с плоскости ПК12Х, соответствующие области перекрытия ее с плоскостью ПК13Х, не включались в мажоритарную схему.

Сцинтилляционный годоскоп Г1 включался в систему предварительного отбора с помощью 16-ти входной мажоритарной схемы совпадений МСС-158, а сцинтилляционный годоскоп Г2 с помощью быстродействующего параллельного счетчика (БПС-31).

Условием выделения взаимодействия нейтронов было отсутствие сигнала от счетчика антисовпадений А. Сигнал запуска генерировался при условии срабатывания заданного числа годоскопических элементов пропорциональных камер и счетчиков в сцинтилляционных годоскопах. Задавались обычно нижние границы на число сработавших элементов. Импульсы, соответствующие требуемым кратностям мажоритарных схем, подавались на входы схем совпадений. Могло быть также задано ограничение на число сработавших элементов сверху, когда это требовалось условиями эксперимента. В этом случае логическая сумма сигналов мажоритарных схем, соответствующих верхним границам кратностей, подавалась на вход запрета схем совпадений. Выходные сигналы схем совпадений подавались на логический сумматор и на регистр признака события (на рисунке не показан). Выходной сигнал сумматора являлся импульсом запуска спектрометра - из него формировался сигнал ворот для регистрирующей электронной аппаратуры и сигнал прерывания ЭВМ для запуска программы считывания информации.

Таблица 1: Кратности совпадений мажоритарных схем

Детектор	Тип запуска							
	TR1($np \Rightarrow pn$)		TR2($\gamma \Rightarrow e^+e^-$)		TR3($np \Rightarrow (p\pi^-)p$)		TR4($n \geq 4$)	
	C	AC	C	AC	C	AC	C	AC
ПК3Х	$n > 1$	$n > 2$	$n > 1$	$n > 2$	$n > 1$	$n > 3$	$n > 2$	-
ПК5Х	$n \geq 1$	$n \geq 2$	$n \geq 1$	$n \geq 2$	$n \geq 1$	$n \geq 3$	$n \geq 2$	-
Г1	$n > 1$	$n > 2$	$n > 1$	$n > 2$	$n > 1$	$n > 3$	$n > 2$	-
ПК9Х	$n > 1$	$n > 2$	$n > 1$	$n > 2$	$n > 1$	$n > 3$	$n > 2$	-
ПК10Х	$n > 1$	$n > 2$	$n > 2$	$n > 3$	$n > 2$	$n > 3$	$n > 4$	-
ПК12Х+13Х	$n > 1$	$n > 2$	$n > 2$	$n > 3$	$n > 2$	$n > 3$	$n > 4$	-
Г2	$n > 1$	$n > 2$	$n > 2$	$n > 3$	$n > 2$	$n > 3$	$n > 4$	-

В таблице 1 приведены примеры кратностей мажоритарных схем для некоторых типов запуска спектрометра. Здесь в колонках C и AC приведены нижние и верхние границы числа сработавших элементов.

Первый тип запуска (TR1), показанный в этой таблице, выделял события, в которых регистрировался только один трек от частицы, прошедшей через весь спектрометр. Это могли быть, например, события, соответствующие реакции перезарядки нейтрона, которые использовались для восстановления энергетического

спектра пучка нейтронов, или события с прямыми треками (при выключенном магните), с помощью которых определялось взаимное расположение камер на канале. Для этого типа требовалось срабатывание только одного годоскопического элемента во всех детекторах.

С помощью второго типа запуска (TR2) выделялись события, соответствующие конверсии гамма-квантов в электрон-позитронную пару. Такие события использовались для восстановления энергетического спектра гамма-квантов, примесь которых имела в нейтральном пучке канала 4Н. Так как при энергиях в несколько Гэв величина угла разлета конверсионной пары мала и расстояние между треками пары существенно меньше ширины годоскопической ячейки, то в камерах, расположенных до магнита, такое событие регистрируется как одотрековое. После прохождения области магнитного поля треки от электрона и позитрона разделяются. В соответствии с этим и выбирались ограничения сверху на количества сработавших годоскопических элементов.

Третий тип запуска (TR3) выделял процесс дифракционной диссоциации нейтрона в систему $p\pi^-$ на протоне, использовавшийся как еще один источник информации об энергетическом спектре пучка нейтронов. В данном случае требовалось срабатывание одного или двух годоскопических элементов в плоскостях детекторов, расположенных перед магнитом, и ровно двух элементов в остальных плоскостях.

Основным типом запуска являлся четвертый (TR4), выделявший события с четырьмя и более треками заряженных частиц. Здесь требовалось срабатывание не менее четырех ячеек в детекторах после магнита и не менее двух или трех ячеек в детекторах перед магнитом. Последнее обстоятельство связано с тем, что распадающиеся частицы летят в узком конусе, и поперечное расстояние между их треками меньше, чем ширина ячеек. Ограничение снизу на число сработавших ячеек в детекторах перед магнитом подбиралось экспериментально по максимальному числу регистрируемых событий, в которых при последующей обработке восстанавливалось не менее четырех треков. Ограничение сверху на число срабатываний в этом типе запуска не применялось.

В зависимости от требований эксперимента в систему предварительного отбора событий могли включаться сигналы и от других детекторов. Например, при измерении энергетического спектра гамма-квантов в совпадения включался сигнал с ЧСПИ, при исследовании процессов дифракционной и когерентной диссоциации нейтрона включались различные комбинации сигналов с ДЧО и т.д.

Видно, что использованное построение системы предварительного отбора, обладает достаточной универсальностью. Использование различных комбинаций множественности срабатывания годоскопических элементов позволяет отбирать события практически любой топологии и при некотором усложнении выделять, например, события с распадами нейтральных частиц по разности числа сработавших элементов в выбранных плоскостях. Применение вместо логического сумматора управляемого от ЭВМ логического блока позволило бы автоматизировать выбор типов запуска и их чередование в процессе работы: основной, калибровочный, контрольный и т.п.

Детектор частиц отдачи состоит из двух сцинтилляционных годоскопов, внешнего и внутреннего, образующих цилиндрические поверхности и расположенных соосно вдоль пучка нейтронов. Счетчики внешнего годоскопа имеют небольшое

перекрытие, что обеспечивает его эффективность при использовании этого годоскопа в антисовпадениях. Счетчики внутреннего годоскопа перекрытия не имеют. Это позволяет использовать его для определения множественности вторичных частиц. Между годоскопами, соосно им, размещен фильтр, служащий для торможения частиц отдачи. Фильтр состоит из набора цилиндрических стальных обечаек толщиной по 4 мм каждая. Количество обечаек ограничивает снизу энергию частиц отдачи, регистрируемых внешним годоскопом. Максимальная толщина фильтра составляет 40 мм, что соответствует поглощению протонов с импульсами ≤ 600 МэВ/с. Вдоль оси детектора может быть размещена жидководородная или "живая" полистироловая мишень. На рис. 5 схематически показана конструкция детектора частиц отдачи с полистироловой мишенью. Здесь 1 - внешний годоскоп, 2 - стальной фильтр, 3 - внутренний годоскоп, 4 - "живая" полистироловая мишень. В состав ДЧО входит также счетчик антисовпадений, предназначенный для выделения процессов только с нейтральными частицами в конечном состоянии. Он устанавливался после мишени ДЧО и состоял из двух сцинтилляционных пластин, склеенных оптическим клеем и скрепленных по периметру металлической рамкой. Толщина сцинтиллятора была равна 15 мм, его суммарная площадь - 520×520 мм². Сигналы снимались с четырех фотоумножителей, расположенных по углам счетчика, и включались в схему логического суммирования.

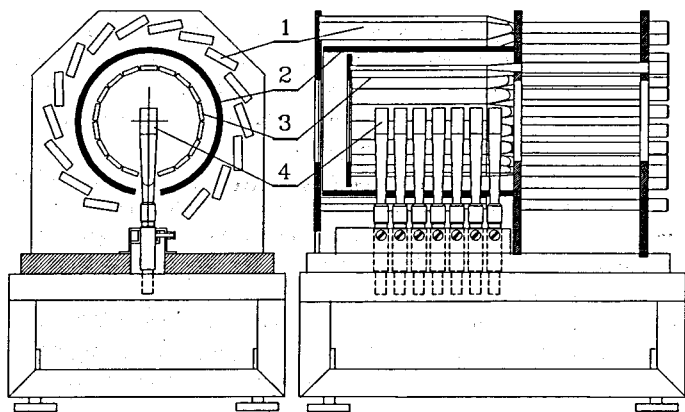


Рис. 5: Конструкция детектора частиц отдачи.

Точность измерения угла вылета частицы отдачи ограничена многократным рассеянием в веществе мишени, счетчиков годоскопов и стального фильтра. Например, протоны, имеющие минимальный импульс, достаточный для прохождения через фильтр заданной толщины, испытывают рассеяние в фильтре на угол $\approx 4^\circ$. В соответствии с этим количество счетчиков в каждом годоскопе выбрано равным 18, причем годоскопы повернуты друг относительно друга вокруг их общей оси на угол 10° . Таким образом, для частицы, зарегистрированной в обоих годоскопах, обеспечивается точность измерения азимутального угла вылета не хуже $\pm 5^\circ$. Длина счетчиков по пучку выбрана в соответствии с диапазоном регистрируемых поперечных импульсов. Размеры счетчиков составляют $40 \times 10 \times 320$ мм³ для внутреннего и $80 \times 20 \times 400$ мм³ для внешнего годоскопов.

В конце первой главы приведены характеристики рождения гиперонов в pC -взаимодействиях, полученные с помощью спектрометра БИС-2: их массы, ширины, сечения рождения и кинематические характеристики. Эти данные представлены в таблицах 2 и 3.

Таблица 2: Характеристики и число наблюдаемых гиперонов и антигиперонов

Частица	$M, \text{МэВ}/c^2$		$\Delta M, \text{МэВ}/c^2$		$N_{\text{экс.}}$
	табл.	экс.	табл.	экс.	
Λ	$1115,60 \pm 0,05$	$1115,5 \pm 0,2$	0	$3,6 \pm 0,4$	56400 ± 2700
$\Sigma^+(1385)$	$1382,3 \pm 0,4$	$1386,1 \pm 1,5$	$35,0 \pm 1,0$	42	1800 ± 200
$\Sigma^-(1385)$	$1387,4 \pm 0,6$	$1386,8 \pm 0,9$	$40,0 \pm 2,0$	47	5200 ± 500
Ξ^-	$1321,32 \pm 0,13$	$1321,0 \pm 0,3$	0	$6,4 \pm 0,4$	390 ± 30
$\Xi^0(1530)$	$1531,8 \pm 0,3$	$1528,6 \pm 3,3$	$9,1 \pm 0,5$	$18,0 \pm 8,0$	35 ± 10
Ω^-	$1672,45 \pm 0,32$	$1669,7 \pm 2,2$	0	$9,2 \pm 5,0$	40 ± 10
Λ^0	$1115,60 \pm 0,05$	$1115,8 \pm 0,2$	0	$4,0 \pm 0,6$	420 ± 30
$\Sigma^+(1385)$	$1382,3 \pm 0,4$	$1381,8 \pm 6,6$	$35,0 \pm 1,0$	42	75 ± 25
K^0	$497,67 \pm 0,13$	$498,0 \pm 0,2$	0	$7,0 \pm 0,5$	

Таблица 3: Инклюзивные сечения и кинематические характеристики рождения гиперонов и антигиперонов

Частица	инклюзивное сечение, мкбн				n	B, (ГэВ/c) ²
	$0,2 < x < 1$		$0 < x < 1$			
	σ_{nC}	$\sigma_{nC}/A^{2/3}$	σ_{nC}	$\sigma_{nC}/A^{2/3}$		
Λ^0	4200 ± 900	800 ± 200	5900 ± 2300	1100 ± 450	$0,9 \pm 0,3$	$3,42 \pm 0,04$
$\Sigma^+(1385)$	190 ± 45	36 ± 10	340 ± 140	65 ± 27	$2,9 \pm 0,5$	$2,9 \pm 0,1$
$\Sigma^-(1385)$	290 ± 70	56 ± 15	420 ± 170	80 ± 32	$1,1 \pm 0,4$	$2,65 \pm 0,10$
Ξ^-	29 ± 6	$5,5 \pm 1,4$	52 ± 21	10 ± 4	$1,9 \pm 0,4$	$2,7 \pm 0,3$
$\Xi^0(1530)$	9 ± 4	$1,8 \pm 0,8$	17 ± 9	3 ± 2		
Ω^-	6 ± 3	$1,1 \pm 0,5$	19 ± 9	4 ± 2		
Λ^0	52 ± 11	10 ± 3	170 ± 60	33 ± 12	$5,4 \pm 0,7$	$3,0 \pm 0,3$
$\Sigma^+(1385)$	14 ± 6	$2,7 \pm 1,2$	48 ± 25	9 ± 5		
Ξ^-	4 ± 2	$0,8 \pm 0,4$	14 ± 8	3 ± 2		

Видно, что измеренные с помощью спектрометра БИС-2 массы частиц с точностью не хуже 0,5% совпадают с их табличными значениями, а величины сечений и значения кинематических параметров находятся в удовлетворительном согласии с данными, полученными в pp -взаимодействиях. Таким образом, из приведенных данных следует, что используемая в эксперименте БИС-2 аппаратура и методика регистрации, реконструкции и анализа данных обеспечивает достаточную достоверность полученных физических результатов и соответствует поставленным задачам - исследованию свойств и характеристик рождения гиперонов, антигиперонов, очарованных частиц и поиску узких барионных резонансов в пучке нейтронов серпуховского ускорителя методом анализа спектров эффективных масс.

Во второй главе описываются результаты эксперимента по исследованию характеристик рождения очарованных D^0 -мезонов во взаимодействиях нейтронов с ядрами водорода, углерода и алюминия при энергии нейтронов 37,5 - 70 ГэВ.

В первом разделе этой главы описываются условия эксперимента - энергетический спектр нейтронного пучка и условия отбора событий.

Энергетический спектр нейтронов измерялся тремя различными методами:

- с помощью регистрации реакции перезарядки нейтрона в протон, характеристики которой при серпуховских энергиях известны;

- с помощью регистрации реакции дифракционной диссоциации нейтрона в систему $p\pi^-$, характеристики которой также известны;
- с помощью адронного калориметра.

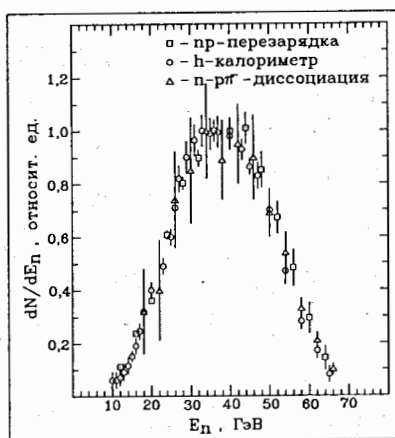


Рис. 6: Энергетический спектр нейтронов в канале 4Н

Результаты измерений спектра нейтронов тремя независимыми способами, показанные на рис.6, хорошо согласуются друг с другом. Спектр имеет колоколообразную форму с максимумом около 40 ГэВ и шириной на полувысоте около 20 ГэВ.

Первичная информация была получена в двух экспозициях спектрометра на пучке нейтронов канала 4Н - 28-й и 29-й сеансы. В качестве мишеней использовались жидкий водород, углерод и алюминий. Данные с водородной мишени записывались непрерывно, твердые мишени чередовались примерно через 50 тыс. зарегистрированных событий. В таблице 4 приведены толщины мишеней t_A , число зарегистрированных событий N_A и соответствующие светимости L_A .

Толщины твердых мишеней выбирались из соотношения $t_A = 3,4 \times A^{1/3}$, где A - атомный вес ядра мишени, с целью обеспечить приблизительно одинаковую загрузку спектрометра при работе с разными мишенями.

Для записи на магнитную ленту отбирались события, удовлетворявшие следующим условиям:

- нет срабатывания счетчика антисовпадений;
- произошло срабатывание не менее двух годоскопических ячеек в плоскостях ПК 3X, 5X, 9X;
- сработало не менее трех счетчиков сцинтилляционного годоскопа Г1;
- произошло срабатывание не менее четырех годоскопических ячеек в плоскостях ПК 10X, 12X и 13X суммарно с учетом их перекрытия и не менее четырех счетчиков сцинтилляционного годоскопа Г2.

События, записанные на магнитные ленты сначала подвергались обработке по программе геометрической реконструкции событий, а затем предварительному анализу, состоявшему из следующих этапов:

- "фильтрация" треков - выбор одного из двух или нескольких треков с близкими параметрами; наилучший трек определялся либо по максимальному числу срабатываний в плоскостях камер, либо по минимуму χ^2 ;
- определение координат точки взаимодействия и соответствия их пространственному положению мишени;
- выделение событий искомой конфигурации, в нашем случае - событий, в которых имеется не менее 2-х треков заряженных частиц каждого знака, исходящих из точки взаимодействия;
- идентификация заряженных частиц.

Таблица 4: Количество первичной информации

Сеанс	Мишень $t_A, \text{г/см}^2$	H_2 2,1	C 7,8	Al 10,2
28	$N_A \times 10^6 \text{ соб.}$	9,1	7,3	7,0
	$L_A, 10^{34} \text{ см}^2$	$11,6 \pm 1,5$	$2,44 \pm 0,27$	$1,18 \pm 0,15$
29	$N_A \times 10^6 \text{ соб.}$	-	5,6	5,2
	$L_A, 10^{34} \text{ см}^2$	-	$1,87 \pm 0,20$	$0,88 \pm 0,11$

Для выделения событий на водороде был разработан вспомогательный метод, основанный на анализе числа сработавших счетчиков внутреннего годоскопа ДЧО. Было показано, что события, в которых сработало более трех счетчиков, обусловлены взаимодействиями нейтронов пучка с элементами конструкции мишени.

Второй раздел этой главы посвящен физическому анализу отобранных событий.

Спектры эффективных масс. Для событий, прошедших процедуру идентификации, были построены спектры эффективных масс $K\pi\pi\pi$. Сигнал от D^0 -мезонов искался в спектре эффективных масс

$$K^+\pi^+\pi^-\pi^-, \quad (1)$$

а сигнал от D^0 -мезонов - в спектре

$$K^-\pi^-\pi^+\pi^+. \quad (2)$$

В связи с тем, что экспериментальные данные набирались с разными мишенями практически в идентичных условиях, спектры эффективных масс, полученные на разных мишенях, были сначала суммированы с целью увеличения статистической значимости возможных особенностей в спектрах эффективных масс. На рис. 7а показаны суммарные спектры эффективных масс (1) и (2), в которых хотя бы одна комбинация ($\pi^+\pi^-$) имеет эффективную массу в интервале 660-860 МэВ/ c^2 . Белыми кружками - о - представлены эффективные массы $K^+\pi^-\pi^+\pi^-$. На вставке - часть этого спектра из области пика для событий, в которых каон идентифицирован однозначно. Видно, что в спектре (1) наблюдается сигнал, содержащий 119 ± 10 комбинаций над фоном в 808 комбинаций. Комбинаторный фон в сигнале не превышает 2%. Точечные кривые - результат аппроксимации экспериментальных данных суммой функции Гаусса и экспоненты. Среднее значение массы, соответствующей сигналу, равно 1863 МэВ/ c^2 , полная ширина сигнала равна 27 МэВ/ c^2 ,

что является аппаратурной величиной. Малая ширина сигнала и величина среднего значения массы позволяют считать, что наблюдаемый сигнал обязан своим происхождением распадам \bar{D}^0 -мезонов, табличное значение массы которых равно $1859,9 \pm 13,2 \text{ МэВ}/c^2$. В виде гистограммы здесь представлен спектр масс (1) для событий, в которых одна из положительно заряженных частиц идентифицирована как протон, но при вычислении массы считалась каоном. Здесь не наблюдается статистически значимых выбросов. Это может служить свидетельством того, что наблюдаемый пик не является результатом неправильной идентификации распадных частиц. Белыми квадратами \square - представлены спектры масс $K^-\pi^+\pi^+\pi^-$. Сигнала от D^0 -мезонов в спектре эффективных масс (2) не наблюдается.

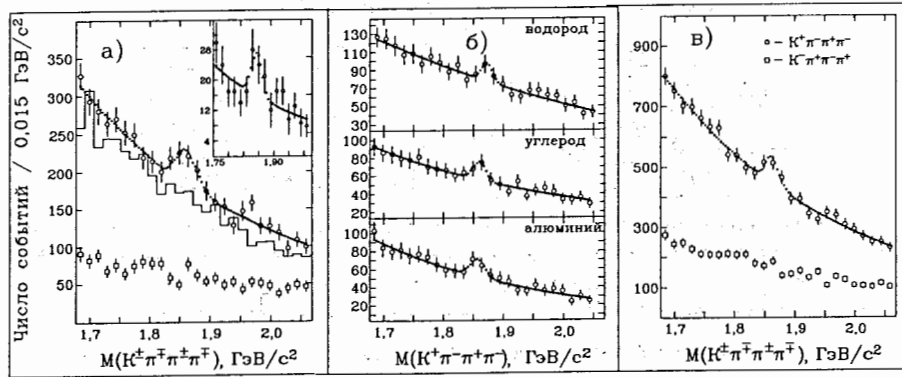


Рис. 7: Спектры эффективных масс $K\pi\pi\pi$

На рис.7б показаны спектры эффективных масс (1) для каждой мишени отдельно. Видно, что сигналы наблюдаются во всех спектрах в диапазоне масс 1860-1870 $\text{МэВ}/c^2$. Статистические характеристики наблюдаемых сигналов приведены в табл.5. Здесь A - тип мишени, N_A - число комбинаций в сигнале, N_Φ - число комбинаций в фоне, \bar{M}_A - среднее значение массы, соответствующей сигналу на мишени A , ΔM_A - полная ширина этого сигнала.

Таблица 5: Характеристики сигналов в спектрах эффективных масс (1)

A	N_A	N_Φ	$\bar{M}_A, \text{МэВ}/c^2$	$\Delta M_A, \text{МэВ}/c^2$
H_2	$31,0 \pm 5,3$	304 ± 19	$1872,7 \pm 11,8$	23,6
C	$39,0 \pm 5,7$	197 ± 16	$1859,9 \pm 13,2$	26,4
Al	$49,0 \pm 6,5$	286 ± 19	$1859,0 \pm 21,4$	42,8

Данные, приведенные на рис.7а,б и в табл.5 поддерживают вывод о том, что наблюдаемый сигнал является результатом регистрации \bar{D}^0 -мезонов, распадающихся в конечное адронное состояние $\bar{D}^0 \Rightarrow K^+\pi^+\pi^-\pi^-$. Усредненное по всем мишеням значение массы \bar{D}^0 -мезона равно $1866 \pm 8 \text{ МэВ}/c^2$ и находится в хорошем согласии с ее табличной величиной.

Эффективность регистрации системы $K^+\pi^+\pi^-\pi^-$ в зависимости от продольного (p_l) и поперечного (p_t) импульсов рожденных \bar{D}^0 -мезонов предполагалась одинаковой для всех мишеней и сеансов. Она определялась моделированием методом

Монте-Карло для шести фиксированных значений p_l , при этом для реконструкции и анализа моделированных событий использовалась та же процедура обработки, что и для реальных событий. Эффективности регистрации для средних значений интервала $p_{l,i}$ аппроксимировались функцией

$$\varepsilon(p_{l,i}, p_t^2) = \varepsilon_{0i} e^{-b_i p_t^2} \quad (3)$$

Значения параметров ε_{0i} и b_i для разных интервалов p_l приведены в таблице 6.

Таблица 6: Значения параметров ε_{0i} и b_i для разных интервалов p_l

i	$P_{l,i}, \text{ГэВ}/c$	ε_{0i}	b_i
1	$32,5 \pm 2,5$	$0,57 \cdot 10^{-2}$	$2,35 \pm 0,15$
2	$37,5 \pm 2,5$	$1,28 \cdot 10^{-2}$	$1,88 \pm 0,08$
3	$42,5 \pm 2,5$	$2,11 \cdot 10^{-2}$	$1,47 \pm 0,06$
4	$47,5 \pm 2,5$	$3,33 \cdot 10^{-2}$	$1,16 \pm 0,05$
5	$52,5 \pm 2,5$	$4,97 \cdot 10^{-2}$	$0,92 \pm 0,04$
6	$57,5 \pm 2,5$	$6,76 \cdot 10^{-2}$	$0,73 \pm 0,03$

Спектр по квадрату поперечного импульса. В связи с тем, что количество наблюдаемых \bar{D}^0 невелико, импульсные распределения строились для суммы всех зарегистрированных событий по всем мишеням и сеансам. В табл. 7 приведены найденные из суммарного спектра эффективных масс $K^+\pi^+\pi^-\pi^-$ распределения наблюдаемых \bar{D}^0 -мезонов по квадрату поперечного импульса. Здесь j - номер интервала по p_t^2 , $\Delta p_{t,j}^2$ - величины этих интервалов, $N_{\text{экс},j}$ - число наблюдаемых и $N_{\text{теор},j}$ - рассчитанное число \bar{D}^0 -мезонов в интервале.

Таблица 7: Распределение \bar{D}^0 -мезонов по интервалам квадратов поперечных импульсов

j	$\Delta p_{t,j}^2, (\text{ГэВ}/c)^2$	$N_{\text{экс},j}$	$N_{\text{теор},j}$
1	0 - 0,1	$39,3 \pm 4,7$	33
2	0,1 - 0,3	$42,8 \pm 3,8$	42
3	0,3 - 0,6	$21,0 \pm 4,7$	30
4	0,6 - 1,0	$15,9 \pm 6,3$	14

Зависимость дифференциального сечения рождения \bar{D}^0 -мезонов от квадрата поперечного импульса искалась в форме

$$d\sigma/dp_t^2 \sim e^{-B p_t^2} \quad (4)$$

Она была реконструирована из экспериментального распределения с учетом эффективности регистрации \bar{D}^0 -мезонов. Находился минимум величины

$$\chi^2 = \sum_j \frac{(N_{\text{экс},j} - N_{\text{теор},j})^2}{\sigma_{\text{экс},j}^2}, \quad \text{где} \quad N_{\text{теор},j} = \sum_i \frac{N_{\text{экс},i} \int_{p_{t,j}^2}^{p_{t,j+1}^2} e^{-(B+b_i)p_t^2} dp_t^2}{\int_0^1 e^{-(B+b_i)p_t^2} dp_t^2}$$

при варьировании значения B .

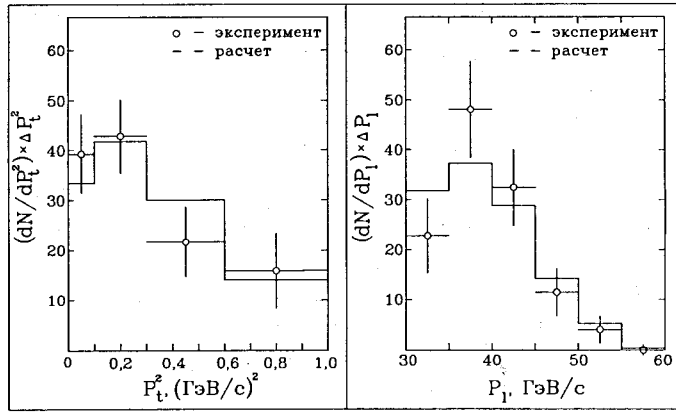


Рис. 8: Импульсные распределения \bar{D}^0 -мезонов.

В результате вышеуказанной процедуры найдено, что значениям $\chi_{min}^2 \pm 1$ соответствует величина

$$B = 1,3_{-0,3}^{+0,2} (\text{ГэВ/с})^{-2}$$

На рис.8а показано экспериментальное распределение событий по квадрату поперечного импульса (точки с ошибками) и результат фитирования этого распределения выражением (3) при $B = 1,3(\text{ГэВ/с})^2$ (гистограмма).

Спектр по продольному импульсу. Экспериментальное распределение событий по продольному импульсу аппроксимировалось функцией

$$d\sigma/dx_F \sim (1 - x_F)^n \quad (5)$$

с учетом энергетического спектра пучка нейтронов, эффективности регистрации рожденных \bar{D}^0 -мезонов в зависимости от p_L и энергетической зависимости поперечного сечения рождения \bar{D}^0 -мезонов в инклюзивном процессе.

В табл.8 приведено найденное из суммарного спектра эффективных масс системы $K^+\pi^+\pi^-\pi^-$ распределение наблюдаемых \bar{D}^0 -мезонов по интервалам продольных импульсов. Здесь i - номер интервала по p_L , $\Delta p_{L,i}$ - величина этого интервала, $N_{\text{эксц},i}$ - число наблюдаемых \bar{D}^0 -мезонов в интервале, $N_{\text{теор},i}$ - рассчитанное число \bar{D}^0 -мезонов в интервале.

Таблица 8: Распределение \bar{D}^0 -мезонов по интервалам продольных импульсов p_L

i	$\Delta p_{L,i}, \text{ГэВ/с}$	$N_{\text{эксц},i}$	$N_{\text{теор},i}$
1	30 - 35	$22,8 \pm 5,3$	32
2	35 - 40	$48,4 \pm 6,0$	37
3	40 - 45	$32,5 \pm 4,5$	28
4	45 - 50	$11,4 \pm 3,3$	14
5	50 - 55	$3,9 \pm 1,9$	5
6	55 - 60	$0,0 \pm 1,0$	1

В нашем случае широкого спектра нейтронов

$$N_{\text{теор},i} = \int_{p_{L,i}}^{p_{L,i+1}} \left(\frac{dN}{dx} \right) \left(\frac{dx}{dp_L} \right) dp_L = \int \frac{dN}{dx} dx = A \epsilon_i L_o \sum_{k \geq i} w_k (1 - x_{ik})^n f_k(E) \Delta x_{ik}.$$

Здесь w_k - вес потока нейтронов с энергией $E_k \pm \Delta E$, Δx_{ik} - интервал по x_F для $E_k(p_{L,i})$, x_{ik} - среднее значение x_F для $E_k(p_{L,i})$, A - нормировочная константа, L_o - светимость.

Функция $f(E) \sim [y/(1+y)]^\xi$, где $y = m_N(\sqrt{s} - \sqrt{s_0})/s_0$, \sqrt{s} - энергия в системе центра масс в предположении, что сталкиваются два нуклона: $s = 2E_n m + 2m^2 = 2m^2(\gamma_0 + 1)$, $\sqrt{s_0}$ - минимальная пороговая энергия для рождения \bar{D}^0 в системе центра масс в NN -взаимодействиях, m_N - масса нуклона, хорошо описывает энергетическую зависимость полных сечений рождения гиперонов Λ , $\Sigma^\pm(1385)$, Ξ^- . При этом для Λ и $\Sigma^\pm(1385)$ $\xi = 1$, а для Ξ^- $\xi = 4/3$. Предположив, что в нашем эксперименте \bar{D}^0 рождается совместно с Λ_c^+ , для которой мы будем считать $\xi = 2$, используем для описания энергетической зависимости сечения рождения \bar{D}^0 функцию $f(E) \sim [y/(1+y)]^2$.

Таким образом, наши экспериментальные данные могут быть представлены в следующем виде:

$$N_{\text{теор},1} \sim \epsilon_1 L_o \sum_{k=1}^6 w_k (1 - x_{1k})^n f_k(E) \Delta x_{1k} = \Phi_1, \quad (6)$$

$$N_{\text{теор},2} \sim \epsilon_2 L_o \sum_{k=2}^6 w_k (1 - x_{2k})^n f_k(E) \Delta x_{2k} = \Phi_2,$$

$$N_{\text{теор},3} \sim \epsilon_3 L_o \sum_{k=3}^6 w_k (1 - x_{3k})^n f_k(E) \Delta x_{3k} = \Phi_3,$$

$$N_{\text{теор},4} \sim \epsilon_4 L_o \sum_{k=4}^6 w_k (1 - x_{4k})^n f_k(E) \Delta x_{4k} = \Phi_4,$$

$$N_{\text{теор},5} \sim \epsilon_5 L_o \sum_{k=5}^6 w_k (1 - x_{5k})^n f_k(E) \Delta x_{5k} = \Phi_5,$$

$$N_{\text{теор},6} \sim \epsilon_6 L_o w_6 (1 - x_{66})^n f_6(E) \Delta x_{66} = \Phi_6,$$

$$A = \sum_{i=1}^6 N_i / \sum_{i=1}^6 \Phi_i$$

Варьируя n , находим минимум χ^2 -распределения:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^6 \frac{(N_{\text{эксц},i} - N_{\text{теор},i})^2}{\sigma_{\text{эксц},i}^2} \quad (7)$$

В результате находим, что значениям $\chi_{min}^2 \pm 1$ соответствует $n = 2,3_{-0,3}^{+0,2}$, при этом $\langle x_F \rangle = 0,65$. На рис.8б показано экспериментальное распределение событий по продольному импульсу (точки с ошибками) и результат фитирования этого распределения выражением 5 при $n = 2,3$ (гистограмма).

Определение поперечных сечений. На рис.7в представлены спектры эффективных масс (1) и (2), отличающиеся от спектров, приведенных на рис.7а, тем, что здесь отсутствуют ограничения на эффективную массу $M(\pi^+\pi^-)$. Сигнал в спектре $K^+\pi^+\pi^-\pi^-$ содержит 153 ± 12 комбинаций над фоном в 1320 комбинаций. При этом вклад от комбинаторного фона в области сигнала не превосходит 2%. Количества событий в сигналах 7а и б с хорошей достоверностью согласуются с тем,

что практически в каждом событии есть хотя бы одна $\pi^+\pi^-$ -пара с массой, находящейся в области масс ρ^0 -мезонов. В связи с этим при вычислении поперечных сечений рождения \bar{D}^0 учитывались потери \bar{D}^0 -мезонов (табл.5), связанные с использованными ограничениями на массу $\pi^+\pi^-$ -пары.

Инклюзивные поперечные сечения рождения \bar{D}^0 -мезонов в наблюдаемой кинематической области по p_L вычислялись с использованием соотношения

$$Br\Delta\sigma_A = N_A / (k\bar{\varepsilon}\bar{w}L_A), \quad (8)$$

где $\bar{w} = 0,43 \pm 0,01$ - доля потока нейтронов с энергией выше 37,5 ГэВ, которая является пороговой для регистрации спектрометром БИС-2 родившейся системы $K\pi\pi$, $k = 0,78$ - коэффициент, учитывающий потери \bar{D}^0 из-за ограничений на эффективную массу $\pi^+\pi^-$ -пары, $\bar{\varepsilon} = (4,6 \pm 0,5) \cdot 10^{-3}$ - эффективность регистрации и реконструкции конечных продуктов распада \bar{D}^0 -мезонов, N_A - зарегистрированные количества \bar{D}^0 -мезонов, родившихся на мишени с атомным номером A и L_A - соответствующие светимости (таблицы 4 и 5).

Подставив численные значения в выражение (8), получаем:

$$Br\Delta\sigma_H = 0,24 \pm 0,09 \text{ мкбн,}$$

$$Br\Delta\sigma_C = 2,1 \pm 0,7 \text{ мкбн на ядро C,}$$

$$Br\Delta\sigma_{Al} = 3,9 \pm 1,2 \text{ мкбн на ядро Al.}$$

Учитывая, что $Br(\bar{D}^0 \Rightarrow K^+\pi^+\pi^-\pi^-) = (7,5 \pm 0,5)\%$, находим:

$$\Delta\sigma_H = 3,2 \pm 1,1 \text{ мкбн,}$$

$$\Delta\sigma_C = 28,6 \pm 9,7 \text{ мкбн на ядро углерода,}$$

$$\Delta\sigma_{Al} = 51,6 \pm 17,0 \text{ на ядро алюминия.}$$

Определение А-зависимости. Зависимость инклюзивного сечения рождения частиц от атомного веса (A) ядра-мишени представляется обычно в виде

$$\Delta\sigma_A = \sigma_0 A^\alpha, \quad (9)$$

где σ_0 и α - константы.

Для определения параметров σ_0 и α необходимо знать величины сечений рождения частиц на различных ядрах. Величина инклюзивного сечения рождения σ_A на ядре с атомным номером A связана с числом наблюдаемых событий $N_{\text{оисп},A}$ соотношением:

$$N_{\text{оисп},A} = \bar{\varepsilon}L_A Br\Delta\sigma_A,$$

где $\bar{\varepsilon}$ - эффективность регистрации и реконструкции конечных продуктов распада \bar{D}^0 -мезонов, Br - доля распадов \bar{D}^0 -мезонов по наблюдаемому каналу, $L_A = \bar{w}tN_A/\rho_A$ - соответствующая светимость, \bar{w} - доля потока нейтронов с энергией выше порога регистрации \bar{D}^0 спектрометром БИС-2, t - толщина мишени в g/cm^2 , N_A - число Авогадро, ρ_A - плотность вещества мишени с атомным номером A . Подставляя в это выражение зависимость сечения от атомного номера в явном виде, получаем:

$$N_{\text{оисп},A} = \bar{\varepsilon}L_A Br\sigma_0 A^\alpha.$$

Поскольку в данном эксперименте регистрация событий с тремя различными мишенями проводилась в идентичных условиях, то параметр α определяется из соотношения, которое получается из предыдущего выражения путем простых преобразований:

$$\alpha = \ln \left(\frac{N_{\text{оисп},Al} L_C}{N_{\text{оисп},C} L_{Al}} \right) / \ln \left(\frac{A_{Al}}{A_C} \right)$$

Видно, что в нашем случае исчезает зависимость от эффективности регистрации и реконструкции распада \bar{D}^0 -мезонов, которая обычно является одним из основных источников систематической погрешности измерений а также вклад от погрешности величины Br и остается только погрешность определения светимости, которая в нашем случае имеет величину порядка 10%. Подставляя в последнее выражение численные значения входящих в него величин, получаем:

$$\alpha = 0,73 \pm 0,23.$$

Теперь можно аналогичным образом определить величину параметра σ_0 , используя число \bar{D}^0 -мезонов, зарегистрированных на водородной мишени, и полученное значение α . После преобразований получаем:

$$\ln \sigma_0 = \ln \frac{N_{\text{оисп},Al} L_H}{N_{\text{оисп},H} L_{Al}} - \alpha / \ln A_{Al}$$

Подставив численные значения, находим:

$\sigma_0 = (1,5 \pm 0,8)\Delta\sigma_H$, где $\Delta\sigma_H$ - сечение рождения \bar{D}^0 -мезонов на водороде в наблюдаемой кинематической области.

В заключении сформулированы основные выводы диссертации:

1. Наблюдено адронное рождение очарованных \bar{D}^0 -мезонов во взаимодействиях нейтронов с ядрами водорода, углерода и алюминия при энергии нейтронов 37,5 - 70 ГэВ.
2. Зарегистрированы распады очарованных \bar{D}^0 -мезонов в конечное состояние $\bar{D}^0 \Rightarrow K^+\pi^-\pi^+\pi^-$. Это первое наблюдение рождения очарованных \bar{D}^0 -мезонов при энергиях, близких к порогу рождения в нейтронном пучке.
3. Измерены дифференциальные сечения рождения \bar{D}^0 -мезонов по квадрату поперечного импульса p_T^2 и фейнмановской переменной x_F в наблюдаемой области $p_T < 1 \text{ ГэВ/с}$ и $x_F > 0,4$. При аппроксимации дифференциальных сечений зависимостью $E d^2\sigma/dp_T^2 dx \sim (1-x)^n \cdot \exp(-Bp_T^2)$ получено $n = 2,3_{-0,3}^{+0,2}$, $B = 1,3_{-0,3}^{+0,2} (\text{ГэВ/с})^{-2}$
4. Измерено поперечное сечение рождения очарованных \bar{D}^0 -мезонов нейтронами на ядрах водорода, углерода и алюминия при средней энергии в с.д.м. около 10 ГэВ. Получено, что в наблюдаемой области кинематических переменных $Br\Delta\sigma_H = 0,24 \pm 0,09 \text{ мкбн,}$
 $Br\Delta\sigma_C = 2,1 \pm 0,7 \text{ мкбн на ядро C,}$
 $Br\Delta\sigma_{Al} = 3,9 \pm 1,2 \text{ мкбн на ядро Al.}$
С учетом величины $Br(\bar{D}^0 \Rightarrow K^+\pi^+\pi^-\pi^-) = (7,5 \pm 0,5)\%$:
 $\Delta\sigma_H = 3,2 \pm 1,1 \text{ мкбн,}$
 $\Delta\sigma_C = 28,6 \pm 9,7 \text{ мкбн на ядро углерода,}$
 $\Delta\sigma_{Al} = 51,6 \pm 17,0 \text{ на ядро алюминия.}$
5. Определена зависимость инклюзивного сечения рождения очарованных \bar{D}^0 -мезонов от атомного номера ядра мишени. При параметризации этой зависимости формулой $\Delta\sigma_A = \sigma_0 A^\alpha$ получено:

$$\sigma_0 = (1,5 \pm 0,8)\Delta\sigma_H,$$

$$\alpha = 0,73 \pm 0,23.$$

6. Разработан и внедрен в производство комплекс электронной аппаратуры для пропорциональных камер, состоящий из 6-канального усилителя-формирователя, 32-канального блока регистрации и аппаратуры для обработки сигналов "Быстрое ИЛИ". В данном эксперименте использовано около 10 тысяч каналов регистрации.
7. Разработана и внедрена в эксперимент система предварительного отбора событий по множественности вторичных частиц с использованием пропорциональных камер в качестве основного элемента;
8. Разработан, изготовлен и включен в эксперимент детектор частиц отдачи. Разработан метод выделения взаимодействий на водороде с помощью этого детектора.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

- 1 Алеев А.Н., Арефьев В.А. и др. Рождение \bar{D}^0 -мезонов во взаимодействиях нейтронов с ядрами водорода, углерода и алюминия при 37,5 - 70 ГэВ. ЯФ, 1993, т.56, с.147.
- 2 A.N.Aleev, V.A.Arefiev et al. The Study of $\bar{D}^0 \Rightarrow K^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$, in Neutron Interactions with Hydrogen, Carbon and Aluminium at $\sqrt{s} \approx 10\text{GeV}$. Czech. J. Phys. 1992, v.42, p.953.
- 3 Алеев А.Н., Арефьев В.А. и др. Наблюдение $\bar{D}^0 \Rightarrow K^+ \pi^- \rho^0$, рожденных во взаимодействиях нейтронов с энергией 40-70 ГэВ с ядрами, водорода углерода и алюминия. Сообщение ОИЯИ P1-90-595, 1990, Дубна.
- 4 Алеев А.Н., Арефьев В.А. и др. БИС-2 – спектрометр для поиска и исследования узких резонансов. Препринт ОИЯИ P1-89-854, 1989, Дубна; ПТЭ, 1991, N1, с.50.
- 5 Айхнер Г., Алеев А.Н., Арефьев В.А. и др. Система пропорциональных камер спектрометра БИС-2. Препринт ОИЯИ 13-80-463, 1980, Дубна; опубликовано в ПТЭ, 1982, N3, с.40.
- 6 Арефьев В.А. и др. Детектор частиц отдачи спектрометра БИС-2. Препринт ОИЯИ 13-86-391, 1980, Дубна; ПТЭ, 1987, N5, с.50.
- 7 Аблеев В.Г., Арефьев В.А. и др. Исследование пропорциональных камер с регистрирующей электроникой, переданной в производство фирме "POLON". Препринт ОИЯИ 13-8829, 1975, Дубна; представлено на Международном совещании по методике проволочных камер. Дубна, 1975.
- 8 Айхнер Г., Арефьев В.А. и др. Электроника запуска и регистрации данных для установки БИС-2. Препринт ОИЯИ 13-10524, 1977, Дубна; представлено на IX Международном симпозиуме по ядерной электронике. Варна, 1977.
- 9 Айхнер Г., Алеев А.Н., Арефьев В.А. и др. Использование пропорциональных камер в системе запуска спектрометра БИС-2. Сообщение ОИЯИ 13-80-161, 1980, Дубна.
- 10 Алеев А.Н., Арефьев В.А., и др. Организация системы запуска спектрометра БИС-2. Сообщение ОИЯИ P1-86-427, 1986, Дубна.

Рукопись поступила в издательский отдел
11 февраля 1999 года.