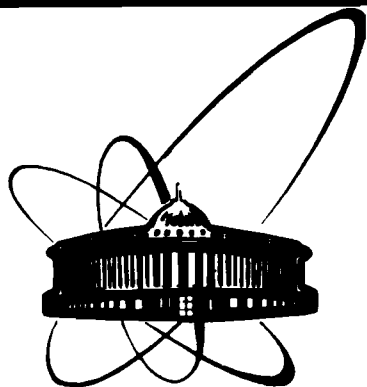


89-854



**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

A 458

P1-89-854

**БИС-2 - СПЕКТРОМЕТР ДЛЯ ПОИСКА
И ИССЛЕДОВАНИЯ УЗКИХ РЕЗОНАНСОВ**

**Сотрудничество БИС-2 - Алма-Ата - Берлин -
Будапешт - Дубна - Москва - Пловдив - Прага -
София - Тбилиси**

Направлено в журнал "Приборы и техника эксперимента"

1989

А.Н.Алеев, В.А.Арефьев, В.П.Баландин, В.К.Бердышев,
В.К.Бирулев, Т.С.Григалашвили, Б.Н.Гуськов, И.И.Евсиков,
Л.Г.Ефимов, А.И.Зинченко, И.М.Иванченко, М.Н.Капишин,
Н.Н.Карпенко, Д.А.Кириллов, И.Г.Косарев, Н.А.Кузьмин,
М.Ф.Лихачев, А.Л.Любимов, А.Н.Максимов, П.К.Маньяков,
П.В.Мойсенз, А.Н.Морозов, В.В.Пальчик, А.Н.Парфенов,
А.Прокеш, В.В.Рыбаков, В.Н.Садовников, В.А.Смирнов,
А.С.Чвыров

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

А.С.Белоусов, Я.А.Ваздик, Е.Г.Девицин, М.В.Завертнев,
В.А.Козлов, Е.И.Малиновский, С.Ю.Поташов, С.В.Русаков,
П.А.Смирнов, Ю.В.Соловьев, А.М.Фоменко

Физический институт им. П.Н.Лебедева АН СССР, Москва

Е.А.Чудаков

НИИ ядерной физики МГУ, Москва

Н.О.Кадагидзе, В.Д.Кекелидзе, Н.Л.Ломидзе, Г.В.Мелитаури,
Т.У.Ментешашвили, Т.Г.Пицхелаури, Г.Т.Татишвили,
М.С.Чаргеишвили, Р.Г.Шанидзе

Институт физики высоких энергий ТГУ, Тбилиси

И.Вереш, П.Залан, Я.Пазони

Центральный институт физических исследований ВАН, Будапешт

Д.Т.Бурилков, И.М.Гешков, П.Т.Тодоров, Р.К.Траянов

Институт ядерных исследований и ядерной энергетики БАН, София

В.Р.Крастев

Центральная лаборатория автоматизации и научного
приборостроения БАН, София

В.Д.Чолаков

Университет им. П.Хилендарски, Пловдив

1. Введение

В 1978-86 гг. на пучке нейтронов серпуховского ускорителя действовал бесфильмовый спектрометр БИС-2 ОИЯИ [1]. В процессе эксплуатации проводилось расширение имевшихся и введение качественно новых детекторов, модернизация систем предварительного отбора событий, регистрации данных и передачи их в ЭВМ, тестирования узлов спектрометра, программного обеспечения эксперимента. Данная работа посвящена описанию конфигурации и характеристик спектрометра БИС-2, с помощью которого зарегистрировано более 70 млн. нейтрон-ядерных взаимодействий и получена новая информация об адронном рождении странных и очарованных частиц и узких резонансов в пучке нейтронов серпуховского ускорителя.

2. Пучок нейтронов

Канал нейтральных частиц 4H [2] серпуховского ускорителя ориентирован под углом $11,3$ мрад к равновесной орбите ускоренных протонов. Внутренняя бериллиевая мишень диаметром 2 и длиной 20 мм располагалась в 32 -м прямолинейном промежутке вакуумной камеры ускорителя. Пучок нейтронов формировался системой соосных латунных коллиматоров суммарной длиной $8,5$ м, смонтированных в свинцовые или стальные блоки. Коллиматоры обеспечивали изображение внутренней мишени на расстоянии 65 м от нее в виде прямоугольника с размерами около 45 мм по горизонтали и 65 мм по вертикали.

Имевшиеся в составе пучка гамма-кванты [3] могли использоваться для методических целей, например, для калибровки черенковских детекторов или для определения угловых характеристик пучка. Энергетический спектр гамма-квантов имел экспоненциальную форму с показателем экспоненты, равным $-(0,19 \pm 0,01) \cdot E_{\gamma}$, где E_{γ} - энергия гамма-кванта в ГэВ. Обычно гамма-кванты удалялись из пучка с помощью дистанционно управляемого свинцового поглотителя переменной толщины. Максимальная толщина поглотителя составляла 35 радиационных единиц, рабочая - около 18 рад. ед.

Заряженная компонента пучка отклонялась от оси канала магнитными полями ускорителя и расположенного за поглотителем очищающего магнита. Примесь заряженных частиц в пучке в районе мишени спектрометра составляла не более 2%, доля нейтральных каонов не превышала 1,5%.

Основную долю пучка составляли нейтроны с энергиями до 70 ГэВ. На рис.1 показан энергетический спектр нейтронов, полученный двумя независимыми способами: по измерению импульсного спектра протонов в реакции перезарядки нейтрона пр-рп [3] и измерению энергии нейтронов с помощью адронного калориметра [4]. Видно, что результаты обоих экспериментов в пределах погрешностей хорошо согласуются друг с другом. Среднее значение энергии нейтронов составляет около 40 ГэВ.

Интегральная интенсивность пучка нейтронов пропорциональна числу протонов, сбрасываемых на внутреннюю мишень, и равна $(0,80 \pm 0,20) \cdot 10^{11}$ нейтронов на 10^{11} протонов с энергией 70 ГэВ. Длительность сброса в разных сеансах работы спектрометра менялась от 0,7 до 1,6 с.

3. Спектрометр

Расположение элементов спектрометра БИС-2 на канале 4Н показано на рис.2. Расстояние от мишени спектрометра Т до нейтронного монитора М0 составляет около 15 м. Угловые аксептансы спектрометра для вторичных частиц были равны ± 87 мрад и ± 26 мрад в горизонтальной и вертикальной плоскостях соответственно. Ниже описаны отдельные элементы спектрометра БИС-2.

3.1. Мишени

Для проведения исследований использовался следующий набор мишеней: жидководородная, твердые мишени из полистирола, углерода, меди и алюминия. На магнитные ленты записано до 20 млн. взаимодействий нейтронов с ядрами каждой из них.

Жидководородная мишень [5] Т3 представляет собой

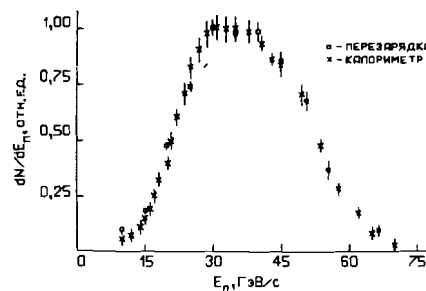


Рис.1. Энергетический спектр нейтронов в канале 4Н серпуховского ускорителя.

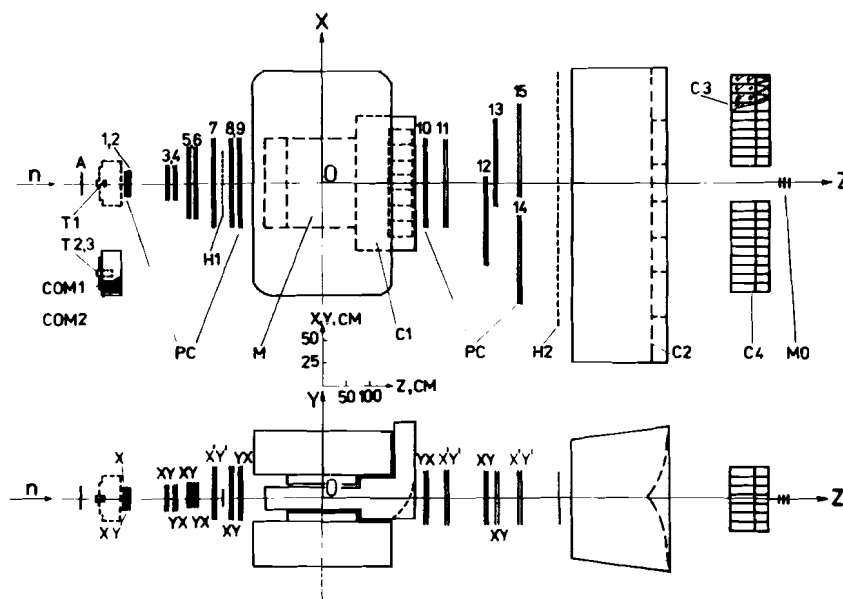


Рис.2. Блок-схема спектрометра БИС-2: А - счетчик антисовпадений, Т1÷Т3 - мишени, COM1÷COM2 - детектор частиц отдачи, PC1÷15 - пропорциональные камеры, М - спектрометрический магнит, C1÷C2 - пороговые черенковские счетчики, H1÷H2 - сцинтилляционные годоскопы, C3÷C4 - ливневые черенковские счетчики, М0 - нейтронный монитор.

цилиндр из пенополиуретана, заполненный жидким водородом. Толщина стенок цилиндра равна 15 мм. Цилиндр покрыт медной фольгой, которая охлаждается жидким гелием. Внутренний диаметр мишени равен 6 см, ее длина по пучку — 30 см, что соответствует $2,1 \text{ г/см}^2$ водорода.

"Живая" полистироловая мишень [6] T2 представляет собой телескоп из сцинтилляционных счетчиков, сцинтилляторы которых имеют поперечные размеры 4,6 см, толщину по пучку 3 см и располагаются вплотную друг к другу. В разных сеансах использовались от 1 до 7 таких счетчиков. Большая часть информации записана с мишенью из двух счетчиков, что соответствует $6,2 \text{ г/см}^2$ вещества.

Цилиндрические мишени T1 из углерода, алюминия и меди диаметром 6 см размещались в специальном дистанционно управляемом устройстве, позволяющем ставить на пучок нейтронов любую из них. Смена мишеней производилась периодически после регистрации около 50 тыс. событий. Это позволяло уменьшить влияние флуктуации в условиях сброса пучка на физические результаты. Толщины твердых мишеней t выбраны из условия:

$$t = 3,4 \cdot A^{1/3} \text{ г/см}^2,$$

где A — атомный вес ядра-мишени.

3.2. Нейтронный монитор

Длительность и равномерность сброса пучка на мишень, а также поток нейтронов определялись и контролировались с помощью нейтронного монитора MO. Монитор состоял из трех сцинтилляционных счетчиков диаметром 10 и толщиной 1 см каждый. Между первым и вторым счетчиками размещалась алюминиевая пластина толщиной 1,2 см, т.е. $3,36 \text{ г/см}^2$. Первый счетчик включался на антисовпадения с двумя остальными. Поток нейтронов Π определялся из соотношения:

$$N = \Pi \cdot t \cdot N_A \cdot \bar{\sigma}_a \cdot \varepsilon,$$

где N — число отсчетов нейтронного монитора, t —

толщина алюминиевого конвертора в г/см^2 , N_A — число Авогадро, $\bar{\sigma}_a$ — среднее значение сечения поглощения нейтронов в конверторе на нуклон, ε — эффективность регистрации продуктов взаимодействия нейтронов в веществе конвертора телескопом MO. Типичная величина отношения N/Π составляла около 0,03.

3.3. Спектрометрический магнит СП-40

При определении импульсов заряженных частиц, зарегистрированных спектрометром, использовался спектрометрический магнит M [7] с шириной полюсных наконечников 100 см, их длиной по пучку 150 см и зазором между ними — 29 см. Полюсные наконечники магнита были шиммированы таким образом, что при расчетах магнитное поле в зазоре магнита можно было считать практически однородным вдоль пучка нейтронов в пределах $L_z = 204 \text{ см}$ и в направлении, перпендикулярном к пучку в пределах $L_x = \pm 37 \text{ см}$, и равным H_0 . Из соображений адекватности спектрометра решаемым с его помощью физическим задачам, величина произведения $H_0 \cdot L_z$ была выбрана равной приблизительно $2,1 \text{ Тл} \cdot \text{м}$, что изменяло поперечную составляющую импульса заряженной частицы, пересекающей область магнитного поля на 630 МэВ/с^2 .

3.4. Пропорциональные камеры

Источником координатной информации спектрометра является система пропорциональных камер (ПК) с размерами от $0,26 \times 0,26$ до $1,0 \times 0,6 \text{ м}$ и общим количеством сигнальных проволок более 10000 [8]. В ее состав входят "прямые" ПК с ортогональной намоткой сигнальных плоскостей (x, y на рис. 2), а также "косые" камеры, в которых угол между сигнальными проволоками равен 45° (x' и y' на рис. 2), что позволяет восстанавливать пространственные траектории заряженных частиц в многочастичных событиях. Сигнальные плоскости намотаны золоченой вольфрамовой проволокой диаметром 20 мкм с шагом 2 мм, высоковольтные — проволокой из бериллиевой бронзы диаметром 60 мкм в "прямых" и 100 мкм в

"косых" ПК. Шаг намотки высоковольтных плоскостей равен 1 мм для ПК размером 1,0x0,6 м и 2 мм для остальных. Зазоры между плоскостями равны 8 и 6 мм для "прямых" и "косых" камер соответственно. Для продува камер использовалась газовая смесь в составе: аргон - 83,7%, двуокись углерода - 13%, этиловый спирт - 3%, фреон - 0,3%. Отклонения концентрации компонентов смеси не превышали $\pm 0,5\%$ для углекислоты, $\pm 0,15\%$ для спирта и $\pm 0,01\%$ для фреона. Применение этой смеси обеспечило ширину плато эффективности ПК по напряжению не менее 300 В и долговременную

стабильность эффективности на уровне $(95 \pm 3)\%$.

Камера FC1,2 [9] имеет конструктивные отличия от других ПК. Она содержит внутри общего газового объема три сигнальные плоскости: x1, x2 и y. Плоскости x1 и x2 намотаны проволокой диаметром 15 мкм с шагом 1 мм, при этом начальная проволока плоскости x2 смещена относительно начальной проволоки плоскости x1 на 0,5 мм. Расстояние между плоскостями x1 и x2 равно 8 мм, что позволяет при восстановлении траектории частиц рассматривать эти плоскости как одну с шагом намотки проволок 0,5 мм. Y-плоскость намотана проволокой диаметром 20 мкм с шагом 2 мм. В качестве рабочей газовой смеси для этой камеры применялась смесь в составе: аргон - 75,5%, изобутан - 22%, метилаль - 2,2%, фреон - 0,3%.

С целью включения пропорциональных камер в систему отбора событий использовались сигналы с групп соседних проволок, объединенных с помощью схем логического суммирования. Минимальное количество проволок в группе равно 6. Путем комбинирования групповых сигналов плоскости ПК делились на годоскопические ячейки, число которых было равно 12 для x- и 8 для y-плоскостей. Ширины ячеек находились в пределах от 32 до 84 мм в зависимости от размеров ПК. Для отбора событий требовалось срабатывание определенного числа годоскопических ячеек.

3.5. Сцинтилляционные годоскопы

Сцинтилляционные годоскопы (СГ) [10] использовались в системе предварительного отбора событий с целью улучшения привязки во времени импульса запуска спектрометра к моменту взаимодействия. Поперечные размеры счетчиков СГ примерно соответствуют ширине годоскопических ячеек пропорциональных камер, что позволяет использовать их совместно с ПК для отбора событий по множественности вторичных частиц. Годоскоп Н1 состоит из 15 счетчиков размером 4x15 см и толщиной 5 мм каждый. Его размеры выбраны таким образом, что он перекрывает лишь телесный угол, под которым виден из мишени зазор спектрометрического магнита, и уменьшает вероятность запуска БИС-2 от частиц, не попавших в апертуру магнита. Годоскоп Н2 состоит из 29 сцинтилляционных счетчиков шириной 10 и высотой 65 см каждый.

3.6. Система идентификации заряженных частиц

Система идентификации [11] предназначена для разделения по массе в многочастичных событиях заряженных пионов, каонов и нуклонов в интервале импульсов этих частиц 3-40 ГэВ/с. Аппаратура системы идентификации состоит из двух пороговых черенковских счетчиков С1 и С2, заполненных разными газами при атмосферном давлении. Конструктивно счетчики разделены на секции, каждая из которых содержит собственное фокусирующее зеркало и фотоэлектронный умножитель. Характеристики счетчиков приведены в таблице 1.

| Счетчик | Апертура x, y, м | Длина L, м | Число каналов | Газ | Порог | | |
|---------|---------------------|---------------|------------------|----------|----------------|------|------|
| | | | | | p_{min} г | К | р |
| С1 | 1,14 · 0,275 | 3,225 | 7 | воздух | 6,0 | 21,2 | 40,3 |
| С2 | 3,3 · 1,3 | 2,0 | 14 | фреон-12 | 3,1 | 10,8 | 20,5 |

Эффективности отдельных секции счетчиков, найденные в реальных условиях работы БИС-2 на пучке нейтронов, могут быть аппроксимированы зависимостью вида:

$$\varepsilon = 1 - \exp(-b \cdot \bar{n}),$$

где параметр b имеет значения 0,8 и 0,3 для С1 и С2 соответственно. Здесь \bar{n} - среднее число фотоэлектронов, образовавшихся в данном канале. Полное число фотоэлектронов определяется известным соотношением:

$$\bar{n} = K \cdot L \cdot \sin^2 \theta,$$

где $K = 80 \text{ см}^{-1}$ - константа, одинаковая для обоих счетчиков, L - длина радиатора счетчика в см, θ - угол черенковского излучения.

Найденные значения эффективностей использовались при анализе многочастичных событий, зарегистрированных БИС-2. Алгоритм анализа подробно изложен в работе [11] и состоит в вычислении распределения черенковского света и соответствующего числа фотоэлектронов между секциями каждого счетчика при различных гипотезах о типе зарегистрированных частиц и сравнении этого распределения с реальными срабатываниями секций счетчиков. При этом учитываются: вероятность засвечивания одной частицей нескольких секций (1,5 секции в среднем), вероятность попадания света от нескольких частиц в одну секцию (относительное количество частиц, свет от которых полностью смешивается со светом от других частиц того же события, составляет 0,3 для С1 и 0,2 для С2), вероятность случайных срабатываний счетчиков, составляющая 0,15±0,25 для С1 и 0,1±0,15 для С2.

Работа системы идентификации иллюстрируется на рис.3. Здесь приведены распределения по эффективной массе двух частиц в предположении, что они обе являются каонами. Видно, что использование процедуры идентификации при анализе событий позволило в данном случае снизить уровень фона приблизительно в 40 раз. При этом в распределении появляется четкий пик, соответствующий распаду $\phi(1020) \rightarrow K^+ K^-$ с отношением сигнал/фон около 0,5.

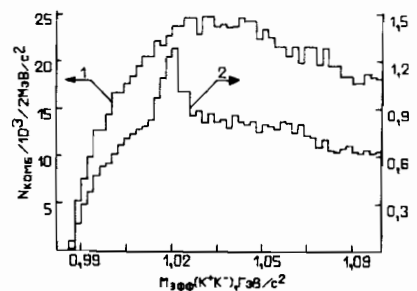


Рис.3. Спектр эффективных масс системы двух заряженных каонов: гистограмма 1 - без использования критериев идентификации, гистограмма 2 - выборка событий, в которых частицы идентифицировались как каоны.

3.7. Черенковский спектрометр полного поглощения

Для регистрации электронов, позитронов и гамма-квантов используется черенковский спектрометр полного поглощения (ЧСПП) [12]. Он состоит из двух идентичных частей С3 и С4, расположенных симметрично относительно оси пучка. Каждая часть представляет собой прямоугольную ячеистую структуру, состоящую из 70 модулей - 7 по вертикали и 10 по горизонтали. Модули изготовлены из стекла ТФ-1; их длина равна 35 см, поперечные размеры - 10x10 см. Для контроля работы детектора использовался лазер, свет от которого с помощью волоконной оптики передавался к каждому модулю. Экспериментальное энергетическое разрешение детектора для электронов в диапазоне энергии E от 4 до 14 ГэВ описывается формулой

$$\sigma(E) = 7,12/E^{1/2}.$$

Зависимость координатного разрешения детектора от энергии выражается соотношением:

$$\sigma_{x,y}(E) = a + b/E^{1/2},$$

где параметры a и b имеют значения 0,2 и 4,2 для электронов и 0,14 и 7,64 для адронов. Здесь величины σ выражаются в см, а E - в ГэВ.

Для разделения электронов и адронов используются величины отношения E/P , где E - энергия частицы, вы-

делившаяся в ЧСПП, а P — ее импульс, измеренный с помощью спектрометра, а также отклонения трека частицы от координат точки попадания ее в детектор, вычисленных по распределению ливня в стеклах. Если для отношения E/P брать величину E в пределах $\pm 2 \cdot \sigma(E_e)$, а отклонение трека за пределами $\pm 2 \cdot \sigma(x, y(E_e))$, то суммарный коэффициент подавления адронов составит величину около 10^0 , при этом эффективность регистрации электронов равна примерно 90%.

3.8. Детектор частиц отдачи

Детектор частиц отдачи (ДЧО) [6] служит для измерения азимутального угла вылета протонов отдачи. Он состоит из внутреннего (СОМ1) и внешнего (СОМ2) сцинтилляционных годоскопов, образующих соосные цилиндрические поверхности, ось которых совпадает с осью пучка. Между годоскопами, соосно им, размещен фильтр, состоящий из набора цилиндрических железных обечаек толщиной 4 мм каждая, который ограничивает снизу энергию частиц отдачи, регистрируемых внешним годоскопом. Максимальная толщина фильтра равна 40 мм, что соответствует поглощению протонов с импульсами меньше 600 МэВ/с. Внутри годоскопа СОМ1 располагаются жидководородная или "живая" полистироловая мишени. Каждый годоскоп состоит из 18 счетчиков с размерами 4·1·32 см (СОМ1) и 8·2·40 см (СОМ2). Взаимное расположение годоскопов позволяет измерять азимутальный угол с точностью $\pm 10^0$ при условии регистрации частицы только годоскопом СОМ1 и $\pm 5^0$, если частица регистрируется обоими годоскопами ДЧО. Однако эта точность ухудшается вследствие рассеяния протонов отдачи в веществе мишени и элементов ДЧО. Экспериментально найденное ее значение равно $\pm 16^0$ для годоскопа СОМ1.

4. Система отбора событий

Система отбора событий предназначена для эффективного выделения взаимодействий с различными множест-

венностями вторичных частиц. Адекватное решение этой проблемы состоит в определении количества треков, зарегистрированных спектрометром, и сравнении его с наперед заданным числом. Однако практическая реализация такой концепции в реальном масштабе времени затруднена вследствие необходимости восстановления относительно большого (≥ 4) числа пространственных траекторий частиц. В связи с этим задача решалась приближенно: определялось число проекций треков в вертикальной (yz) плоскости спектрометра и количество срабатываний годоскопических элементов детекторов спектрометра в горизонтальной (xz) плоскости.

На рис.4 представлена блок-схема практически реализованной системы отбора событий спектрометра. Определение числа сработавших годоскопических элементов в xz -плоскости осуществляется подсистемой "Быстрый триггер" [13], построенной на основе мажоритарных схем совпадения, кратность которых устанавливалась в зависимости от требуемой в эксперименте конфигурации события. Задавались обычно нижние границы на число сработавших элементов. В отдельных случаях могли быть заданы также верхние границы, например, для выделения событий только с одним треком, которые использовались для уточнения взаимного расположения детекторов спектрометра на пучке нейтронов или для определения энергетического спектра нейтронов пучка. В эту же подсистему включались сигналы счетчика антисовпадения, исключающего взаимодействия от заряженных частиц, небольшая примесь которых имеется в пучке, а также сигналы с ЧСПП или ДЧО, если этого требовали условия эксперимента. При выполнении заданных условий подсистемой "Быстрый триггер" формируются сигналы "Строб", служащий для синхронизации работы процессора ПР1, и "Запись-Чтение", осуществляющий запись данных с детекторов в аппаратуру регистрации и инициирующий программу считывания информации в ЭВМ, причем в первую очередь считываются данные, необходимые для работы процессора ПР2. Время выработки сигнала "Запись-Чтение" составляет около 500 нс.

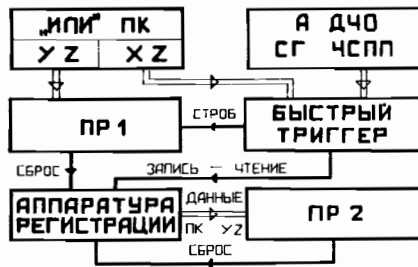


Рис. 4. Блок-схема системы отбора событий.

С помощью быстродействующего трекового процессора ПР1 [14] производится приближенный поиск проекции треков в yz -плоскости и подсчет их числа. Входными данными для этого процессора являются сигналы "Быстрое ИЛИ", соответствующие шести сигнальным проволокам ПК, т.е. минимальная ширина коридора поиска трека составляет 12 мм. В случае, когда процессор не находит требуемого количества треков, им генерируется сигнал "Сброс", прерывающий процедуру считывания данных и приводящий всю аппаратуру системы сбора данных в исходное состояние. Время выработки решения для одного события составляет около 650 нс.

Программируемый трековый процессор ПР2 [15] производит более точный поиск треков в yz -плоскости, используя информацию с отдельных сигнальных проволок ПК. Если найденное число траектории частиц соответствует заданному условию, то происходит нормальное завершение процесса считывания информации, формирование паспорта события, содержащего служебную информацию о нем, и буферизация данных, в противном случае информация уничтожается. Затем регистрирующая аппаратура приводится в исходное состояние. Время решения составляет около 1 мс на событие, причем определение числа треков осуществляется за 20 мкс, остальное время затрачивается на прерывание ЭВМ по сигналу "Запись-Чтение", считывание информации в память процессора и программный анализ содержимого счетчика треков.

Коэффициенты отбора зависели от типа исследуемых событий и при регистрации взаимодействий с четырьмя и

более частицами в конечном состоянии имели значения, равные примерно 300 для подсистемы "Быстрый триггер", 1,8 для процессора ПР1 и 1,5 для процессора ПР2.

5. Система сбора и контроля информации [16]

Регистрирующая электронная аппаратура (РЭА) спектрометра БИС-2 выполнена в стандарте КАМАК и образует три параллельные ветви. Две ветви занимает аппаратура ПК. В третьей ветви размещены пересчетные схемы, а также регистрирующая аппаратура ЧСПП, СГ, ДЧО и ПК, используемых для работы процессора ПР2. В седьмом кресте этой ветви расположена аппаратура управления работой системы сбора данных и интерфейсы видеотерминалов и печатающих устройств.

Система сбора данных (рис. 5) позволяет вести работу в трех режимах: считывание данных с РЭА и передача их в ЭВМ, обслуживание терминальных

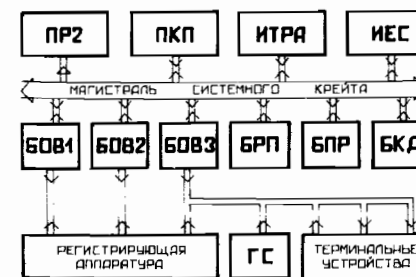


Рис. 5. Блок-схема системы сбора данных: БКА - контроллер системного крейта, БПР - блок приоритетов, БРП - ручной контроллер, БОВ1 ÷ БОВ3 - интерфейсы ветвей КАМАК, ПР2 - программируемый трековый процессор, ПКП - процессор для чтения и кодирования информации с ПК, ИТРА - интерфейс ЭВМ ТРА-1001i, ИЕС - интерфейс ЭВМ ЕС-1040, ГС - графическая система "Тектроникс 4051".

устройств, тестирование аппаратуры. Первый режим осуществляется во время сброса нейтронов на мишень спектрометра, остальные два - в паузе между сбросами.

Функционирование системы обеспечивается тремя ЭВМ: ЕС-1040, ТРА-1001i и графической системой (ГС) со встроенной микроЭВМ "Тектроникс 4051", задачи между которыми распределены следующим образом:

-ТРА-1001i управляет считыванием и обменом данных (при наборе рабочей информации данные накапливаются в памяти ЕС-1040, в тестовом режиме - в памяти ГС), паспортизирует их, выводит информацию на терминальные устройства, анализирует работу процессора ПР2;

-ЕС-1040 реализует прием, накопление и обработку массивов экспериментальных данных, подготовку файлов для терминалов;

-ГС осуществляет тестирование работы узлов установки и визуализацию графической информации.

Для организации многопроцессорного управления аппаратурой КАМАК используется системный крейт. В его состав входят интерфейсы ветвей КАМАК, управляющие их работой контроллер, блок приоритетов и ручной контроллер, а также разработанные специально для этого эксперимента программируемый трековый процессор ПР2, автономный процессор ПКП, предназначенный для чтения и кодирования информации с ПК, интерфейсы ЭВМ ЕС-1040 и ТРА-1001i. Время считывания и передачи информации об одном событии с РЭА в ЭВМ ЕС-1040 составляет около 3 мс. Длина передаваемого массива данных равна в среднем 400 байт на событие; на магнитную ленту за один цикл ускорителя записывается до 300 событий.

6. Процедура обработки экспериментальных данных

Процедура обработки состояла из ряда последовательных шагов: восстановления траекторий заряженных частиц и их импульсов, поиска "нейтральных вилок" - возможных распадов K^0 и Λ , выделения событий требуемой конфигурации (например, содержащих K^0 и еще несколько заряженных частиц), идентификации заряжен-

ных частиц, статистического анализа событий. Первые два этапа осуществлялись с помощью программ геометрической реконструкции событий "БИЗОН" [17], "ПЕРУН" [18] и "ВЬЮ" [19]. Для контроля алгоритмов каждого шага использовались моделированные события.

Траектории заряженных частиц аппроксимировались отрезками прямых линий на участках до и после магнита. Считалось, что магнитное поле в зазоре магнита изменяет лишь угол между этими отрезками. После восстановления геометрических параметров пространственных траекторий частиц вычислялись их импульсы по формуле:

$$P(\text{ГэВ}/c) = p' / [1(\sin\alpha - \sin\beta) + \cos\alpha],$$

где $p' = 0,63$ ГэВ/с - константа магнитного поля, α и β - углы, под которыми частица входит в область магнитного поля и выходит из него в плоскости xz , y - угол, аналогичный углу α в плоскости yz . На следующем этапе обработки осуществлялся поиск нейтральных "вилок" - комбинаций из двух треков, соответствующих частицам с противоположными знаками электрического заряда. Точка максимального сближения этих треков (вершина) должна находиться в области между мишенью и магнитом. Каждая "вилка" проверялась на соответствие гипотезам распадов:

$$K^0 \Rightarrow p^+ \pi^- \quad \Lambda \Rightarrow p \pi^- \quad \bar{\Lambda} \Rightarrow \bar{p} \pi^+.$$

Затем определялась точка наибольшего сближения всех треков, найденных программой геометрической реконструкции - вершина события. На ленты суммарных данных вместе с первичной информацией записывались координаты "искр", составляющих треки, геометрические и кинематические параметры всех треков и "вилки". События, содержащие "вилки", составляли около 50% от полного числа событий, а кандидаты в Λ , $\bar{\Lambda}$ и K^0 имелись примерно в 10% событий с "вилками". Дальнейший анализ событий (отбор требуемой конфигурации, применение тех или иных геометрических и кинематических критериев, процедуры идентификации заряженных частиц и т.п.)

проводился по специальным программам в зависимости от типа исследуемого процесса и информации, полученной в результате анализа экспериментальных данных и условий эксперимента.

7. Моделирование условий эксперимента

Для определения ожидаемых характеристик спектрометра БИС-2 было проведено моделирование условий эксперимента [20]. Методом Монте-Карло моделировались различные физические процессы и регистрация образовавшихся частиц спектрометром. Вычислены разрешения по импульсам заряженных частиц и эффективной массе, эффективность регистрации исследуемых процессов. Зависимость импульсного разрешения для заряженных частиц от величины их импульса P описывается приближенной формулой:

$$\sigma(P)/P \approx 10^{-3} \cdot (0,46 \cdot P^2 + 37,2)^{1/2}.$$

Первый член в скобках связан с пространственным разрешением ПК, второй — с кулоновским рассеянием в веществе спектрометра. Разрешение по углу для прямых траекторий заряженных частиц составляет $0,5 \pm 1,0$ мрад.

При поиске частиц по каналам распада с образованием K^0 -мезонов и Λ^0 -гиперонов идентификация последних проводится по наблюдаемым пикам в спектрах эффективных масс систем $\pi^+\pi^-$ и $p\bar{p}$. Были определены разрешения (среднеквадратичные отклонения) по эффективной массе и z -координате вершин для этих систем в зависимости от их импульсов. Результаты расчетов приведены на рис. 6., где показаны разрешения, рассчитанные с учетом возможных погрешностей измерения координат ПК на канале. Здесь же приведены экспериментально определенные величины разрешений, которые находятся в хорошем согласии с расчетными данными. Для вычисления эффективности спектрометра моделировалось рождение очарованного бариона в соответствии с параметризацией

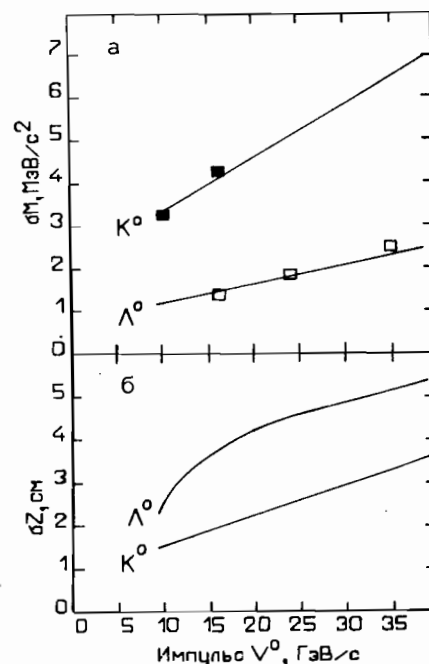


Рис. 6. Разрешение по эффективной массе (6а) и z -координате точки распада (6б) нейтральных каонов и Λ -гиперонов в зависимости от их импульса: линии — результаты расчета; точки — экспериментальные данные.

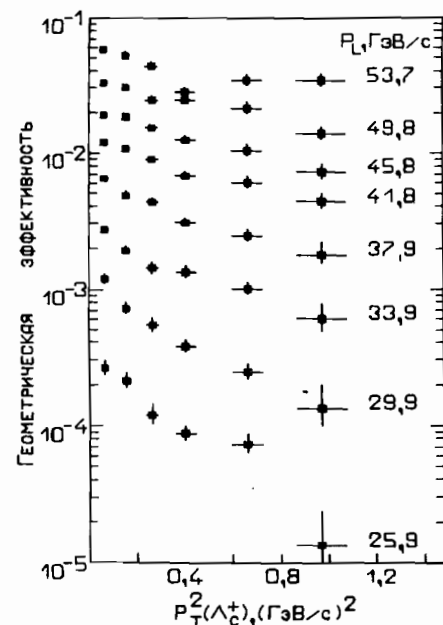
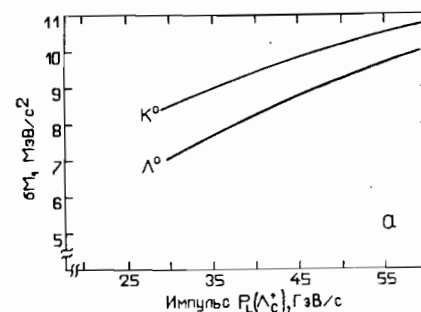


Рис. 7. Результаты расчета эффективности спектрометра для регистрации очарованного бариона Λ_C в зависимости от его продольного и квадрата поперечного импульсов.

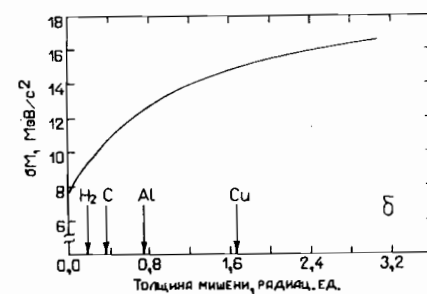


Рис. 8. Разрешения по эффективной массе для очарованного бариона Λ_C в зависимости от его импульса для мод распада с участием K_S^0 -мезона (8а — верхняя кривая) и Λ -гиперона (8а — нижняя кривая) и толщины мишени (8б).

инвариантного сечения:

$$E \cdot d^3 \sigma / dp^3 \propto F(x) \cdot \exp(-B \cdot F_T^2),$$

где функция $F(x)$ соответствовала известному распределению по фейнмановской переменной x Λ -гиперонов, рождающихся в pp -взаимодействиях, а величина B была принята равной $2,5$ $(\text{ГэВ}/c)^{-2}$.

Результаты расчета геометрической эффективности показаны на рис.7. Эффективность системы запуска составляла около 70%, а эффективность реконструкции и анализа событий – около 30% для событий, содержащих $\Lambda(K^0)$ и 3 заряженных адрона. Рис.8 иллюстрирует результаты расчетов разрешающей способности спектрометра по массе Λ_C^+ бариона. На рис.8а приведена зависимость разрешения от импульса для двух мод распада. Видно, что в доступном для наблюдения с помощью спектрометра БИС-2 интервале импульсов Λ^+ величина разрешения меняется приблизительно в полтора раза. Влияние толщины мишени на разрешение спектрометра по массе показано на рис.8б. Стрелками здесь отмечены толщины, соответствующие четверти ядерной длины для различных веществ.

8. Калибровка массовой шкалы спектрометра

При поиске новых частиц методом анализа спектров эффективных масс систем-продуктов их распада важнейшее значение имеют калибровка массовой шкалы спектрометра по табличным величинам масс известных частиц и резонансов, а также знание разрешающей способности по массе в различных диапазонах массовой шкалы. Исследование рождения гиперонов в pC -взаимодействиях [21,22] позволило получить необходимую информацию об этих характеристиках спектрометра.

В таблице 2 приведены полученные в этом эксперименте величины масс некоторых известных странных гиперонов и мезонов и их наблюдаемые ширины в сравнении с табличными данными. В качестве реперных частиц использовались Λ и K^0 . Полученные значения ширин массовых спектров для K^0 -мезонов и Λ -гиперона могут счи-

таться аппаратным разрешением спектрометра. Из приведенных в таблице данных следует, что разрешение по массе медленно падает с увеличением числа распадных частиц системы и ростом их максимального поперечного импульса.

Таблица 2

| Частица | Масса, МэВ/с ² | | Ширина, МэВ/с ² | |
|------------------|---------------------------|------------|----------------------------|-----------|
| | табличн. | наблюд. | табличн. | наблюд. |
| Λ | 1115,60±0,05 | 1115,5±0,2 | 0 | 3,6±0,4 |
| $\Sigma^+(1385)$ | 1382,3 ±0,4 | 1386,1±1,5 | 35,0±1,0 | 42 |
| $\Sigma^-(1385)$ | 1387,4 ±0,6 | 1386,8±0,9 | 40,0±2,0 | 47 |
| Ξ^- | 1321,32±0,13 | 1321,0±0,3 | 0 | 6,4±0,4 |
| $\Lambda(1520)$ | 1519,4 ±1,0 | 1523,0±1,1 | 15,6±1,0 | 24,9±10,7 |
| $\Xi^0(1530)$ | 1531,8 ±0,3 | 1528,6±3,3 | 9,1±0,5 | 18,0±8,0 |
| Ω^- | 1672,45±0,32 | 1669,7±2,2 | 0 | 9,2±5,0 |
| K^0 | 497,67±0,13 | 498,0±0,2 | 0 | 7,0±0,5 |

В таблице 3 приведены измеренные величины сечений рождения гиперонов на ядрах углерода в области значений фейнмановской переменной $x > 0,2$ (для $\Lambda(1520)$ $x > 0,3$), а также значения показателя N и наклона B , характеризующих зависимость сечения рождения от x и квадрата поперечного импульса P_T . Совокупность полученных результатов соответствует представлениям кварковой модели частиц. Величины параметров N в основном согласуются с правилами кваркового счета. Общее согласие измеренных в pC -взаимодействиях сечений инклюзивного рождения Λ , $\Sigma^\pm(1385)$ и $\bar{\Lambda}$ и соответствующих величин показателей N с данными, полученными для pp -взаимодействий, показанное в работе [21], демонстрирует отсутствие существенных различий процессов образования гиперонов и антигиперонов в нуклон-нуклонных и нуклон-ядерных взаимодействиях в области

фрагментации налетающего нуклона. Данные, приведенные в таблицах 2 и 3, свидетельствуют о том, что используемая методика регистрации, реконструкции и анализа данных обеспечивает достаточную достоверность полученных результатов.

Таблица 3

| Частица | σ_{nC} , мкб | | N | V , (ГэВ/с ⁻²) |
|-------------------|---------------------|------------|---------------|------------------------------|
| | | | | |
| Λ | 4200 | ± 900 | $0,9 \pm 0,3$ | $3,42 \pm 0,04$ |
| Λ (1520) | 130,8 | $\pm 11,8$ | $2,0 \pm 0,4$ | $3,5 \pm 0,4$ |
| Σ^+ (1385) | 190 | ± 45 | $2,9 \pm 0,5$ | $2,9 \pm 0,1$ |
| Σ^- (1385) | 290 | ± 70 | $1,1 \pm 0,4$ | $2,65 \pm 0,10$ |
| Ξ^- | 29 | ± 6 | $1,9 \pm 0,4$ | $2,7 \pm$ |
| Ξ^0 (1530) | 9 | ± 4 | - | - |
| Ω^- | 6 | ± 3 | - | - |
| Λ^0 | 52 | ± 11 | $5,4 \pm 0,7$ | $3,0 \pm 0,3$ |
| Σ^+ (1385) | 14 | ± 6 | - | - |
| Ξ | 4 | ± 2 | - | - |

9. Основные физические результаты, полученные с помощью БИС-2

Кроме приведенных данных о рождении гиперонов и антигиперонов в нейтронном пучке, с помощью БИС-2 проведены поиск и изучение рождения очарованных частиц и узких резонансов. Ниже приводится краткий обзор основных результатов, полученных в этой области.

9.1. Измерение поляризации странных частиц

В таблице 4 приведены результаты измерения зависимости поляризации Λ , рожденных инклюзивно нейтронами со средней энергией 40 ГэВ на ядрах углерода, от величины их поперечного импульса p_T [23]. Ошибки даны с учетом как статистики, так и процедуры вычисления величины поляризации. Видно, что поляризация увеличивается с ростом p_T , что согласуется с результатами, полученными в протонных пучках. Экспериментальные

данные аппроксимируются соотношением:

$$P = -2 \cdot m \cdot P_T \cdot \sin \phi / [4 \cdot m \cdot (1 + \cos \phi) + P_T^2]$$

со следующими значениями параметров: $m = 1$ ГэВ/с² и $\phi = (1,41 \pm 0,08)$ рад.

Таблица 4

| Интервал p_T , ГэВ/с | $\langle P_T \rangle$, | Поляризация P Λ - частиц |
|---------------------------|-------------------------|-------------------------------------|
| | ГэВ/с | |
| 0,0 ÷ 0,2 | 0,131 | +0,002 ± 0,032 |
| 0,3 ÷ 0,4 | 0,305 | -0,137 ± 0,022 |
| 0,4 ÷ 0,6 | 0,492 | -0,199 ± 0,025 |
| 0,6 ÷ 0,8 | 0,683 | -0,296 ± 0,035 |
| 0,8 ÷ 1,0 | 0,881 | -0,303 ± 0,062 |
| больше 1 | 1,150 | -0,189 ± 0,125 |

Измерена также A -зависимость поляризации Λ , рожденных инклюзивно нейтронами на углероде, алюминии и меди [24]. Найдено, что в диапазоне поперечных импульсов от 0,6 до 1,3 ГэВ/с при $\langle x \rangle = 0,6$ эта зависимость описывается степенной функцией атомного номера ядер мишени с показателем степени $\alpha = -0,15^{+0,07}_{-0,60}$. Результаты эксперимента не противоречат теоретическим предсказаниям о слабой зависимости поляризации Λ при высоких энергиях и больших поперечных импульсах от сорта частиц пучка и ядер мишени.

Впервые измерены величина и знак поляризации Ξ^- , рожденных инклюзивно в нейтрон-ядерных взаимодействиях [25]. Найдено, что поляризация Ξ^- при среднем поперечном импульсе, равном 0,46 ГэВ/с, и $\langle x \rangle = 0,45$ отрицательна и равна $-0,3 \pm 0,2$. Знак и величина поляризации Ξ^- в пределах достигнутой точности совпадают с величиной поляризации Λ , измеренной в этом же эксперименте, и находятся в хорошем согласии с результатами

ми, полученными одновременно и независимо¹ в пучке протонов с энергией 400 ГэВ.

9.2. Наблюдение и исследование очарованных частиц С помощью спектрометра БИС-2 впервые наблюдается прямое адронное рождение очарованных частиц в инклюзивных процессах при средней эффективной энергии пучка нейтронов около 58 ГэВ.

Таблица 5

| Реакция | Наблюдаемые моды распада | Сечение на ядро, мкб | N | B, (ГэВ/с) ⁻² | Лит. |
|--------------------------------------|--------------------------|----------------------|---------------|--------------------------|------|
| $nC \Rightarrow D^0 + \dots$ | $K^+(892)\pi^-$ | 28 ± 14 | 1.1 ± 0.5 | $1.2^{+1.1}_{-0.9}$ | [26] |
| $nC \Rightarrow D^- + \dots$ | $K^+(892)\pi^-\pi^-$ | 26 ± 13 | 0.8 ± 0.4 | $1.8^{+1.3}_{-1.0}$ | [26] |
| $nC \Rightarrow \Lambda_c^+ + \dots$ | $\Lambda p^+\pi^+\pi^-$ | 82 ± 36 | 1.5 ± 0.5 | 2.5 ± 0.6 | [27] |
| $pn \Rightarrow \Lambda_c^+ + \dots$ | $K_S^0 p \pi^+\pi^-$ | 10 ± 8 | - | - | [28] |
| | $\Lambda p^+\pi^+\pi^-$ | | | | |
| | $K_S^0 p \pi^+\pi^-$ | | | | |

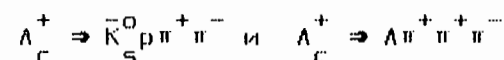
В таблице 5 приведены величины сечений рождения очарованных барионов Λ_c^+ и анти-D-мезонов с учетом вероятности распада по наблюдаемому каналу. Область кинематических переменных, доступная для наблюдения, была ограничена значениями $x > 0.5$ и $PT < 1$ ГэВ/с. Распад Λ_c^+ на протон, анти- K_S^0 -мезон и пионы был наблюден впервые, при этом найдено, что отношение парциальных ширин распадов равно:

$$B(\Lambda_c^+ \rightarrow K_S^0 p \pi^+ \pi^-) / B(\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda p^+ \pi^+ \pi^-) = 4.1 \pm 1.1.$$

Здесь же приводятся измеренные величины N и B, характеризующие зависимость инклюзивного сечения от x и PT. В таблице указаны статистические ошибки, систематические погрешности везде не превышают 40%.

Впервые получены данные об A-зависимости инклюзивного сечения рождения Λ_c^+ в нейтрон-ядерных взаимодействиях [29]. Найдено, что в области кинематических переменных $0.5 \leq x \leq 1.0$ и $PT < 1$ ГэВ/с для $\langle x \rangle = 0.7$ и $\langle PT \rangle = 0.43$ ГэВ/с показатель α степенной функции $\sigma(A) \propto A^\alpha$ равен 0.73 ± 0.20 . Этот результат показывает, что адронное рождение очарованных частиц характеризуется более сильной зависимостью от атомного веса ядер мишеней, чем рождение частиц, не содержащих тяжелых кварков.

Впервые измерена асимметрия в распадах Λ_c^+ , рожденных в nC-взаимодействиях [30]. Средний поперечный импульс зарегистрированных Λ_c^+ был равен 0.43 ГэВ/с. Найдено, что в распадах



асимметрии A вылета p и Λ относительно плоскости рождения очарованного бариона равны: $A(p) = -0.24 \pm 0.13$ и $A(\Lambda) = 0.30 \pm 0.22$, откуда следует, что минимальная абсолютная величина поляризации Λ_c^+ равна 0.5 ± 0.2 .

9.3. Обнаружение и исследование узкого барионного резонанса

В спектре инвариантных масс системы $\Sigma^-(1385)K^+$ обнаружен узкий статистически значимый пик, обозначенный далее N(1960) [31], который не может быть отождествлен с известными резонансами. Найдено, что масса N(1960) равна 1956.8^{+8} МэВ/c² с систематической ошибкой, не превышающей 6 МэВ/c², а его ширина равна (27 ± 15) МэВ/c². Произведение сечения рождения N(1960) в nC-взаимодействиях на вероятность его распада по наблюдавшемуся каналу равна (1.15 ± 0.19) мкб на ядро углерода при возможной систематической ошибке не более 30%. A-зависимость сечения рождения N(1960) [32] описывается степенным законом $\sigma(A) \propto A^\alpha$ с $\alpha = (0.6 \pm 0.3)$.

Совокупность наблюдаемых свойств N(1960) не может быть объяснена в рамках стандартных представлений о

¹ Remeika R. et al., Phys. Rev., 108 (1986), p.1645.

трекварковой структуре бариона. Поэтому с учетом узости резонанса и его распада на странные частицы можно предположить, что он содержит по меньшей мере пять кварков - $uddss$, т.е. три валентных кварка нейтрона и странную пару кварк-антикварк. Однако нельзя исключить и другие гипотезы, не противоречащие полученным экспериментальным данным.

9.4. Наблюдение узких бариониев

Осуществлен поиск U/Ms -бариониев, распадающихся на Λ , p ($\bar{\Lambda}$, \bar{p}) и π -мезоны [33]. В спектрах инвариантных масс систем:

$$\bar{\Lambda}p^+, \bar{\Lambda}p^-, \bar{\Lambda}\pi^+\pi^-, \bar{\Lambda}\pi^+\pi^+, \bar{\Lambda}\pi^-\pi^-, \bar{\Lambda}\pi^-\pi^+ \text{ и } \bar{\Lambda}\pi^-\pi^0$$

около значения массы $3050 \text{ МэВ}/c^2$ наблюдаются узкие пики, что указывает на существование бариония с отрицательной и положительной странностями и зарядовыми состояниями 0, ± 1 , ± 2 . Среднее значение массы бариония равно 3050 ± 10 (стат.) ± 30 (сист.) $\text{МэВ}/c^2$, его ширина не превышает $30 \text{ МэВ}/c^2$. Изотопический спин бариония $I \geq 3/2$ свидетельствует о его мультикварковой структуре. Получено также указание на существование узкого бариония в системе Λp с массой около $2400 \text{ МэВ}/c^2$.

В восьми спектрах инвариантных масс нейтральных:

$$\bar{\Lambda}pK^+, \bar{\Lambda}pK^-$$

и заряженных:

$$\bar{\Lambda}pK^+\pi^+(-), \bar{\Lambda}pK^-\pi^+(-), K_S^0 p p K^+(-)$$

конечных состояний наблюдаются узкие пики около одного и того же значения массы [34]. Это указывает на существование узкого резонанса, распадающегося с образованием странных частиц. Масса резонанса равна $3255 \pm 10 \pm 30 \text{ МэВ}/c^2$, а его ширина не превышает $30 \text{ МэВ}/c^2$. Поскольку резонанс распадается на странные частицы, он может рассматриваться как кандидат в барионии со скрытой странностью, входящий в один $SU(3)$ -мультиплет экзотических мезонов, с наблюдавшимся в этом же

эксперименте U/Ms . В соответствии с этим предложено обозначить его как $M\phi$, где индекс ϕ означает скрытую странность.

10. Заключение

Создание спектрометра БИС-2, действующего на пучке нейтронов серпуховского ускорителя, позволило получить новые экспериментальные данные о характеристиках рождения нейтронами со средней энергией около 40 ГэВ гиперонов, антигиперонов, очарованных частиц и узких экзотических резонансов. Наблюдение последних открывает новую страницу спектроскопии частиц - спектроскопию узких мультикварковых состояний.

Авторы признательны А.М.Балдину, А.А.Комару, Э.И.Мальцеву, М.Г.Мещерякову, И.А.Савину, А.Н.Сисакяну, Н.Е.Тюрину, А.Н.Тавхелидзе, Х.Я.Христову, И.Я.Часникову, П.А.Черенкову за поддержку создания спектрометра БИС-2 и проведения с его помощью исследований на серпуховском ускорителе, коллективам СЭО за помощь в подготовке спектрометра к облучениям и ИФВЭ за обеспечение сеансов стабильным пучком нейтронов, Б.А.Кулакову за активное участие в начальном этапе работ по созданию спектрометра и проведению исследований на нем, Е.М.Лихачевой, А.В.Позе, В.Е.Симонову, Л.А.Слепец, М.Смижанской, Г.Г.Тахтамышеву, А.Р.Теркулову и К.Хиллеру за участие в эксперименте.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аихнер Г. и др. - ОИЯИ, 1-80-644, Дубна, 1980.
2. Алеев А.Н. и др. - ОИЯИ, 1-83-910, Дубна, 1983.
3. Алеев А.Н. и др. - ОИЯИ, 1-81-67, Дубна, 1981.
4. Баландин В.П. и др. - ПТЭ, 1987, N1, с.48.
5. Борзунов Ю.Т. и др. - ПТЭ, 1984, N3, с.30.
6. Арефьев В.А. и др. - ПТЭ, 1987, N5, с.49.
7. Аверьянов Ю.М. и др. - ОИЯИ, БЗ-10-9510, Дубна, 1976.
8. Аихнер Г. и др. - ПТЭ, 1982, N3, с.40.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

- | | | | |
|---|----------------|---|-------------|
| 9. Баландин В.П. и др. - ПТЭ, 1987, N6, с.32. | | | |
| 10. Арефьев В.А. и др. - ФИАН, 141, Москва, 1985. | | | |
| 11. Гуськов Б.Н. и др. - ОИЯИ, F1-86-248, Дубна, 1986. | D13-84-63 | Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983. | 4 р. 50 к. |
| 12. Белоусов А.С. и др. - ФИАН, 226, Москва, 1982. | | | |
| 13. Алеев А.Н. и др. - ОИЯИ, 13-86-427, Дубна, 1986. | D2-84-366 | Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984. | 4 р. 30 к. |
| 14. Арефьев В.А. и др. - ОИЯИ, 13-86-738, Дубна, 1986. | | | |
| 15. Гуськов Б.Н. и др. - ОИЯИ, 13-87-419, Дубна, 1987. | D1,2-84-599 | Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984. | 5 р. 50 к. |
| 16. Алеев А.Н. и др. - ОИЯИ, F10-87-272, Дубна, 1987. | | | |
| 17. Иванченко И.М. и др. - ОИЯИ, F10-89-436, Дубна, 1989. | D17-84-850 | Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. (2 тома) | 7 р. 75 к. |
| 18. Бурилков Д.Т. и др. - ОИЯИ, 10-81-722, Дубна, 1981. | | | |
| 19. Локтионов А.А. и др. - ИФВЭ АН Каз.ССР, 88-02, Алма-Ата, 1988. | D11-85-791 | Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985. | 4 р. 00 к. |
| 20. Чудаков Е.А. - ОИЯИ, 1-87-183, Дубна, 1987. | | | |
| 21. Алеев А.Н. и др. - ЯФ, 1986, т.44, с.661. | D13-85-793 | Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985. | 4 р. 80 к. |
| 22. Крастев В.Ф. и др. - ОИЯИ, F1-88-31, Дубна, 1988. | | | |
| 23. Алеев А.Н. и др. - ЯФ, 1983, т.37, с.1479. | D4-85-851 | Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1985. | 3 р. 75 к. |
| 24. Aleev A.N. et al. - Z.Phys.C- Particles and Fields 36,27, 1987. | | | |
| 25. Алеев А.Н. и др. - Краткие сообщения ОИЯИ N19-86, с.6, Дубна, 1988. | D3,4,17-86-747 | Труды V Международной школы по нейтронной физике Алушта, 1986. | 4 р. 50 к. |
| 26. Aleev A.N. et al. - Z.Phys.C- Particles and Fields 37,243, 1988. | - | Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984. (2 тома) | 13 р. 50 к. |
| 27. Aleev A.N. et al. - Z.Phys.C- Particles and Fields 23,333, 1984. | D1,2-86-668 | Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986. (2 тома) | 7 р. 35 к. |
| 28. Алеев А.Н. и др. - ОИЯИ, D1-88-397, Дубна, 1988. | D9-87-105 | Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1986. (2 тома) | 13 р. 45 к. |
| 29. Алеев А.Н. и др. - ЯФ, 1987, т.46, с.1127. | | | |
| 30. Алеев А.Н. и др. - ЯФ, 1986, т.43, с.619. | D7-87-68 | Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Дубна, 1986. | 7 р. 10 к. |
| 31. Aleev A.N. et al. - Z.Phys.C- Particles and Fields 25,205, 1984. | D2-87-123 | Труды Совещания "Ренормгруппа - 86". Дубна, 1986. | 4 р. 45 к. |
| 32. Алеев А.Н. и др. - ЯФ, 1986, т.44, с.1010. | D4-87-692 | Труды Международного совещания по теории малочастичных и кварк-адронных систем. Дубна, 1987. | 4 р. 30 к. |
| 33. Алеев А.Н. и др. - ОИЯИ D1-88-368, Дубна, 1988. | D2-87-798 | Труды VIII Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1987. | 3 р. 55 к. |
| 34. Алеев А.Н. и др. - ОИЯИ D1-88-369, Дубна, 1988. | D14-87-799 | Труды II Международного симпозиума по проблемам взаимодействия мюонов и пионов с веществом. Дубна, 1987. | 4 р. 20 к. |
| | D17-88-95 | Труды IV Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1987. | 5 р. 20 к. |

Рукопись поступила в издательский отдел
25 декабря 1989 года.