

A-458



объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

6484/2-81

28/11-81

P1-81-693

НАБЛЮДЕНИЕ ОЧАРОВАННЫХ БАРИОНОВ Λ_c^+ ,
РОЖДЕННЫХ В НЕЙТРОННОМ ПУЧКЕ
СЕРПУХОВСКОГО УСКОРИТЕЛЯ

Сотрудничество БИС-2: Берлин - Будапешт -
Дубна - Москва - Прага - София - Тбилиси

Направлено в ЯФ

1981

А.Н.Алеев, В.А.Арефьев, В.П.Баландин, С.Г.Басиладзе,
В.К.Бирулев, Т.С.Григалашвили, Б.Н.Гуськов, Л.Г.Ефимов,
И.М.Иванченко, И.Н.Какурин, Н.Н.Карпенко, Д.А.Кириллов,
И.Г.Косарев, В.Р.Крастев, Н.А.Кузьмин, Б.А.Кулаков,
М.Ф.Лихачев, А.Л.Любимов, А.Н.Максимов, П.К.Маньяков,
А.Н.Морозов, Нгуен Монг Зао, А.Н.Парфенов, В.Н.Садовников,
А.Е.Сеннер, Л.В.Сильвестров, В.Е.Симонов, Л.А.Слепец,
Г.Г.Султанов, Г.Г.Тахтамышев, П.Т.Тодоров, Р.К.Траянов,
С.А.Чвыров, В.Д.Чолаков

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

А.В.Позе, Х.Новак, Х.-Э.Рызек, К.Хиллер
Институт физики высоких энергий АН ГДР, Берлин-Цойтен

И.Вереш, Л.Лохоня, Л.Сабо
Центральный институт физических исследований, Будапешт

А.С.Белоусов, Я.А.Ваздик, Е.И.Малиновский, Э.Д.Молодцов,
С.В.Русаков, Ю.В.Соловьев, А.М.Фоменко, П.Н.Шарейко, Л.Н.Штарков
Физический институт АН СССР им.П.Н.Лебедева, Москва

Е.А.Чудаков
Научно-исследовательский институт ядерной физики, Москва

Я.Гладки, С.Немечек, М.Новак, А.Прокеш, М.Смижанска
Физический институт ЧСАН, Прага

В.Й.Заячки
Высший химико-технологический институт, София

Д.Т.Бурилков, В.И.Генчев, И.М.Гешков, П.К.Марков
Институт ядерных исследований и ядерной энергетики БАН, София

В.П.Джорджадзе, В.Д.Кекелидзе, Н.Л.Ломидзе, Г.И.Никобадзе,
Р.Г.Шанидзе
Институт физики высоких энергий ТГУ, Тбилиси

Т.В.Гвахария
Специальное конструкторское бюро научного приборостроения
АН ГССР, Тбилиси

Поиск очарованных частиц в пучке нейтронов от ускорителя ИФВЭ /Серпухов/ ^{1,2} продолжен с помощью более совершенной установки - спектрометра БИС-2 ³.

Геометрия установки, регистрирующей преимущественно частицы, вылетающие вперед, соответствовала ожидаемой кинематике инклюзивного образования нейтронами очарованных барионов Λ_c^+ , в которых два кварка могут быть кварками исходных нейтронов, вследствие чего Λ_c^+ должны иметь большие средние значения фейнмановской переменной (X).

В данной работе производился поиск инклюзивно рожденных нейтронами со средней энергией ~ 40 ГэВ на углеродной мишени очарованных барионов Λ_c^+ по распаду $\Lambda_c^+ \rightarrow K^0 p \pi^+ \pi^-$. В спектре эффективных масс системы $K_S^0 p \pi^+ \pi^-$, $K_S^0 \pi^+ \pi^-$ обнаружен узкий пик в районе массы 2260 МэВ/с² с превышением над фоном более шести стандартных отклонений.

Предварительные результаты этого эксперимента были представлены в работе ⁴.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА БИС-2

Спектрометр БИС-2 ³ расположен в канале нейтральных частиц $4H^{5/}$ серпуховского ускорителя. В этот канал частицы выводятся под углом $11,3$ мрад относительно протонного пучка ускорителя. Пучок проходит через свинцовый гамма-фильтр толщиной 10 см, очищающий магнит и систему коллиматоров, и состоит в основном из нейтронов с малой примесью K_L^0 -мезонов $\sim 1,5\%$. Импульсный спектр ⁵ нейтронов имеет максимум около 40 ГэВ/с. Блок-схема спектрометра приведена на рис.1. Здесь А - счетчик антисовпадений, Т - мишень из графита толщиной $6,24$ г/см², ПК - пропорциональные камеры с размерами рабочих областей от 20×20 см² /ПК1/ до 100×60 см² /ПК7-ПК11/, СП-40 - спектрометрический магнит с размером полюсов 100×150 см² и зазором между ними по вертикали 29 см, Г1 - годоскоп из 14 сцинтилляционных счетчиков с размерами $15 \times 60 \times 1$ см³, MN - сцинтилляционный монитор нейтронного пучка, состоящий из счетчика антисовпадений, слоя свинца толщиной 4 мм и телескопа из двух сцинтилляционных счетчиков $\phi 12$ см.

Черенковские спектрометры полного поглощения /ЧСПП/ и детектор мюонов, состоящий из двух последовательных блоков чугуна

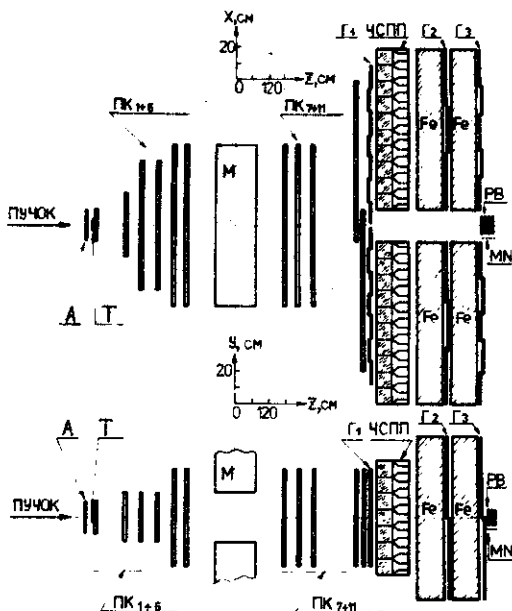


Рис. 1. Блок-схема расположения БИС-2 на пучке нейтронов серпуховского ускорителя в канале 4Н.

и годоскопов Г2 и Г3, при анализе данных этого эксперимента не использовались. Все ПК, кроме ПК2 - двухкоординатные. ПК7 и ПК9 повернуты относительно других на угол 10° . Шаг намотки сигнальных проволок во всех ПК равен 2 мм. Поле спектрометрического магнита изменяло поперечную составляющую импульса заряженных частиц на 0,64 ГэВ/с. Спектрометр БИС-2 работает на линии с ЭВМ ЕС-1040.

В данном эксперименте для запуска установки требовалось, чтобы через весь спектрометр прошло не менее 4 заряженных частиц. В ПК группы проволок шириной от 8 мм /ПК1,2/ до 84 мм /ПК8÷10/ выполняли функции годоскопических счетчиков^{6/}, которые участвовали в формировании триггерного сигнала, запускающего установку. Триггерный сигнал возникал, если выполнялись условия:

1. $\cdot /ПК1/_{n \geq 1} \cdot /ПК2/_{n \geq 2} \cdot /ПК6/_{n \geq 3} \cdot /ПК8/_{n \geq 3} \cdot /ПК9+ПК10/_{n \geq 4} \times \cdot /Г1/_{n \geq 3} /A$, где n - число сработавших счетчиков данной ПК или Г1, знаки умножения и деления соответствуют логическим "и" или "нет" соответственно.

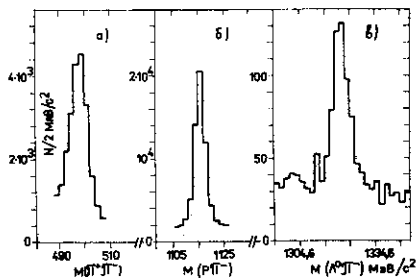
2. Заряженные частицы должны проходить одновременно как слева, так и справа от оси пучка в плоскостях ПК9+ПК10 и Г1.

2. ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Приведенные в настоящей работе данные основаны на анализе 5,3 млн зарегистрированных событий. Соответствующий интегральный поток нейтронов, измеренный нейтронным монитором, составляет $1,85 \times 10^{11}$ нейтронов с возможной систематической ошибкой около 25%.

Программы геометрической реконструкции ВВУ и ПЕРУН^{7/} восстанавливали траектории зарегистрированных установкой частиц, определяли их геометрические и кинематические характеристики,

Рис.2. Спектр эффективных масс: а/ $\pi^+\pi^-$, б/ $p\pi^-$, в/ $\Lambda^0\pi^-$ с вершинами распадов в распадном объеме.



производили поиск кандидатов в K_S^0 и Λ^0 с вершинами в распадном объеме между ПК1 и ПК4, и записывали информацию о событиях на магнитные ленты.

С помощью программ статистической обработки, анализирующих экспериментальные и моделированные события, были найдены геометрические критерии для восстановления более сложных событий, зарегистрированных БИС-2.

В качестве иллюстрации разрешающей способности БИС-2 на рис.2 показаны спектры эффективных масс $\pi^+\pi^-$ в районе массы K_S^0 /рис.2а/, протона и π^- в районе массы Λ^0 /рис.2б/, $\Lambda^0\pi^-$ в районе массы Ξ^- -гиперона /рис.2в/. В каждом случае видны четкие пики с разрешением по массам /полуширина на полувысоте/ 3,2 МэВ/с², 2,5 МэВ/с² и 4 МэВ/с² соответственно для K^0 , Λ^0 и Ξ^- -частиц. Рис.2 также показывает возможности определения типа короткоживущей частицы по узкому пику в спектре эффективных масс заряженных частиц, даже если сорт этих частиц неизвестен.

3. ОБНАРУЖЕНИЕ УЗКОГО ПИКА В СПЕКТРЕ ЭФФЕКТИВНЫХ МАСС $K_S^0\pi^+\pi^-$

Кинематическая область, в которой эффективно регистрируются в эксперименте искомые события, ограничена величинами: $P_{\parallel} \geq 20$ ГэВ/с и $P_{\perp} \leq 1$ ГэВ/с. Как показывают оценки, полученные путем моделирования, первое условие приводит к тому, что Λ_c^+ , рожденная нейтронами с энергией меньше 30 ГэВ на квазисвободном нуклоне ядра углерода, не регистрируется в данном эксперименте.

Было найдено 2379 событий, содержащих, по крайней мере, комбинацию $K_S^0 h^+ h^+ h^-$, $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, и 1814 событий, содержащих комбинацию $K_S^0 h^+ h^+ h^-$. Здесь h^{\pm} означают заряженные частицы с указанным сверху знаком заряда.

Спектры эффективных масс этих комбинаций, в предположении, что одна из частиц h^+ - протон, а другие h^{\pm} - пионы, показаны на рис.3. Здесь в районе масс 2240-2270 отчетливо виден пик

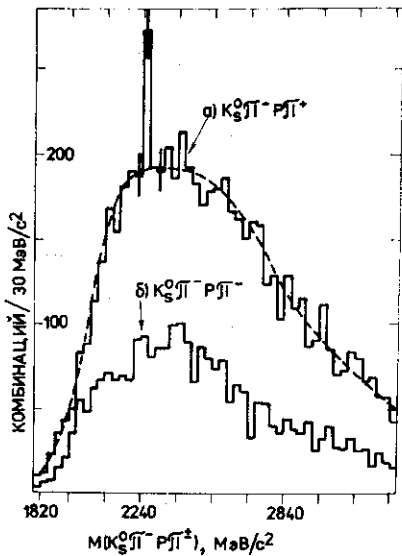
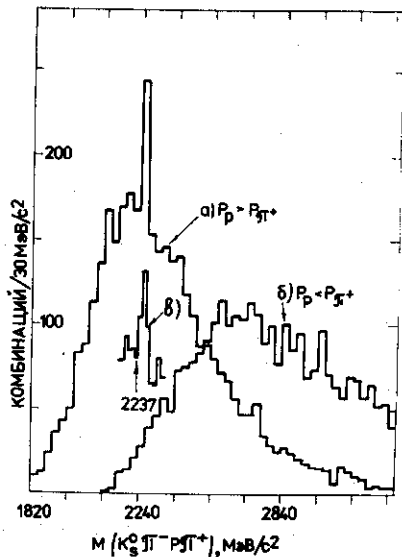


Рис. 4. Спектр эффективных масс $K_S^0 P \pi^+ \pi^-$: а/ за протон принята частица с положительным зарядом и с большим импульсом, чем импульс π^+ , ($P_p > P_{\pi^+}$); б/ за протон принята частица с положительным зарядом и меньшим импульсом, чем импульс π^+ , ($P_p < P_{\pi^+}$); в/ то же, что и на рис. 4а, но шаг по оси абсцисс 15 МэВ/с².

Рис. 3. Спектр эффективных масс: а/ $K_S^0 P \pi^+ \pi^-$, б/ $K_S^0 P \pi^- \pi^-$ с вершинами распадов в районе мишени.



в комбинациях с положительным суммарным зарядом /рис. 3а/, а в комбинациях с отрицательным зарядом /рис. 3б/ статистически обеспеченных выбросов не наблюдается. Для положительно заряженных комбинаций приведены спектры эффективных масс, когда за протон в комбинации принималась положительно заряженная частица с большим импульсом /рис. 4а/ и меньшим импульсом /рис. 4б/. На рис. 4б статистически обеспеченных выбросов нет. На рис. 4а пик в районе 2240-2270 МэВ/с² проявляется более четко, чем на рис. 3а. Исследование структуры пика /рис. 4в/ показало, что его ширина на полувысоте равна около 15 МэВ/с², что находится в согласии с ожидаемым разрешением спектрометра по эффективной массе $K_S^0 P \pi^+ \pi^-$ в районе массы Λ_c^+ .

В интервале масс /2240-2270/ МэВ/с² находится 244 комбинации от 224 событий. Если экстраполировать распределение, пока-

занное на рис. 4а, плавной кривой по комбинациям слева и справа от пика, то получим фон в 161 комбинацию. Таким образом пик возвышается на 6,5 стандартных отклонений от фона. В пике находится 83 комбинации или 76 событий. Среднее значение инвариантной массы $K_S^0 p \pi^+ \pi^-$ в пике равно 2259 ± 3 МэВ/с². Систематические погрешности эксперимента могут сдвинуть это значение массы примерно на 20 МэВ/с² в сторону увеличения.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Инвариантная масса системы $K_S^0 p \pi^+ \pi^-$ в районе узкого пика соответствует массе очарованного бариона $\Lambda_c^+ / 8$.

Малая ширина пика показывает, что распад исходного состояния по каналу сильного взаимодействия $\bar{K}^0(K^0) p \pi^+ \pi^-$ запрещен, как это и ожидается для распада Λ_c^+ .

Пик наблюдается в положительной зарядовой комбинации и отсутствует в отрицательной, как и должно быть для очарованного бариона Λ_c^+ .

Совокупность полученных данных свидетельствует о том, что наблюдается рождение очарованного бариона Λ_c^+ , распадающегося по каналу $\bar{K}^0 p \pi^+ \pi^-$.

Для оценки величины $\sigma(pN \rightarrow \Lambda_c^+ + X) \cdot B(\Lambda_c^+ \rightarrow \bar{K}^0 p \pi^+ \pi^-)$ было проведено моделирование процессов рождения Λ_c^+ , в которых ожидается рождение Λ_c^+ с большими относительными продольными импульсами:

а/ дифракционное рождение системы $R \rightarrow \Lambda_c^+ D^-$ нейтронами на квазисвободных нуклонах ядра углерода:

$$d^2\sigma/(dt \cdot dM^2) \sim (1/M^2) \cdot \exp(\beta t),$$

где M - масса системы R , t - квадрат переданного импульса от нейтрона системе R , $\beta = 6$ /ГэВ/с/ -². Распады R , Λ_c^+ , D^- - изотропные в соответствии с фазовым объемом;

б/ распределение рожденных Λ_c^+ по переменной X такое же, как для $\Lambda_c^0 / 9$, а по перпендикулярному импульсу: $\frac{d\sigma}{dP_{\perp}^2} \sim \exp(-3,1 \cdot P_{\perp}^2)$,

с учетом законов сохранения энергии и импульса во взаимодействии нейтронов с квазисвободными нуклонами ядра углерода. Распад Λ_c^+ разыгрывался аналогично распаду Λ_c^+ в модели а/.

При оценке эффективности регистрации и наблюдения Λ_c^+ при моделировании учитывались:

1. Распределение нейтронов пучка по импульсам ^{15/};
2. Геометрия спектрометра БИС-2;
3. Кулоновское рассеяние частиц в веществе спектрометра, эффективность регистрации частиц ПК, образование "кластеров" из "сработавших" проволок ПК, а также распад пионов на лету;
4. Условия триггера;

5. Эффективность программ геометрической реконструкции событий и статистического анализа данных.

В модели "а" эффективность регистрации и наблюдения событий Λ_c^+ , распадающихся на $K_S^0 \pi^+ p \pi^+$, $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, равна $1,2 \cdot 10^{-4}$, а в модели "б" - $0,9 \cdot 10^{-4}$ с систематическими ошибками около 30%.

Поскольку в моделях "а" и "б" величины эффективностей регистрации и наблюдения Λ_c^+ получились близкими, то при оценке $\sigma \cdot V$ использовали среднюю величину $1,05 \cdot 10^{-4} \pm 30\%$.

Оценка произведения сечения рождения Λ_c^+ на вероятность распада Λ_c^+ по каналу $K^0 p \pi^+ \pi^-$ найдена из соотношения

$$\sigma \cdot V = A \cdot N / (T \cdot N_A \cdot \Pi_N \cdot \epsilon \cdot V_1), \quad /1/$$

где A - атомный номер ядра углерода $= 12$, N - число наблюдаемых $\Lambda_c^+ = 76$, T - толщина мишени в $г/см^2 = 6,24 г/см^2$, N_A - число Авогадро, ϵ - эффективность регистрации и наблюдения $\Lambda_c^+ = 1,05 \cdot 10^{-4}$, Π_N - полный поток нейтронов пучка $= 1,85 \cdot 10^{11}$ нейтронов, V_1 - парциальная ширина распада $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- = 0,343^{78}/$

Подстановка в соотношение /1/ соответствующих величин приводит к $\sigma \cdot V = 36 \pm 18$ мкб на ядро углерода.

Этот результат является модельно зависимым. Учитывая протекающую отсюда возможную систематическую ошибку, а также неопределенность в переходе от сечения на ядро углерода к сечению образования Λ_c^+ нейтронами на нуклоне $\sigma_N^n(\Lambda_c^+)$, получаем оценку $\sigma_N^n(\Lambda_c^+) \cdot V(\Lambda_c^+ \rightarrow K^0 p \pi^+ \pi^-) = 1 \pm 10$ мкб/нуклон.

Авторы признательны А.М.Балдину, Н.С.Амаглобели, Н.Н.Говоруну, И.С.Златеву, Б.Квасилу, К.Ланиусу, А.А.Логунову, М.Г.Мещерякову, И.А.Савину, Л.Д.Соловьеву, Х.Я.Христову, П.А.Черенкову, И.Ф.Колпакову, Э.И.Мальцеву за поддержку этих исследований; благодарят Г.Г.Герштейна, А.Б.Кайдалова, А.К.Лиходеда и З.Новака за полезные дискуссии и замечания; благодарят коллектив серпуховского ускорителя за обеспечение эксперимента во время сеансов БИС-2; коллектив СЭО ОИЯИ за обеспечение эксперимента во время подготовки БИС-2 и проведения сеансов на ускорителе; сотрудников ОИЯИ, способствовавших эксперименту на разных этапах его подготовки и проведения, а также Е.М.Лихачеву за постоянное участие в эксперименте в качестве оператора на ЭВМ ЕС-1040.

ЛИТЕРАТУРА

1. Айхнер Г. и др. ЯФ, 1978, 28, с.663.
2. Айхнер Г. и др. ЯФ, 1979, 29, с.94.

3. Айхнер Г. и др. ОИЯИ, 1-80-644, Дубна, 1980.
4. Алеев А.Н. и др. Материалы XX Международной конференции по физике высоких энергий, Мэдисон, 1980, paper No.374.
5. Алеев А.Н. и др. ОИЯИ, 1-81-67, Дубна, 1981.
6. Айхнер Г. и др. ОИЯИ, 13-80-161, Дубна, 1981.
7. Бурилков Д.Т. и др. ОИЯИ, 10-80-656, Дубна, 1980.
8. Review of Particle Properties, Reviews of Modern Physics, 1980, 52, No.2; Cazzoli E.G. et al. Phys.Rev.Lett., 1975, 34, p.1125; Knapp B. et al. Phys.Rev.Lett., 1976, 37, p.882; Snops A.M. et al. Phys.Rev.Lett., 1979, 42, p.197; Giboni K.L. et al. Phys.Lett., 1979, 85B, p.437; Lockman W. et al. Phys.Lett., 1979, 85B, p.443; Drijard D. et al. Phys.Lett., 1979, 85B, p.452; Basile M. et al. Nuovo Cim.Lett., 1981, 30, p.481; Basile M. et al. Nuovo Cim.Lett., 1981, 30, p.487; Angelini C. et al. Phys.Lett., 1979, 84B, p.150; Baltay G. et al. Phys.Rev.Lett., 1979, 42, p.1721; Abrams G.S. et al. Phys.Rev.Lett., 1980, 44, p.10; Russell J.J. et al. Phys.Rev.Lett., 1980, 46, p.799; Basile M. et al. Nuovo Cim., 1981, 63A, p.230.
9. Charlton G. et al. Phys.Rev.Lett., 1973, 30, p.574.

Рукопись поступила в издательский отдел
5 ноября 1981 года.