

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

1230 83

Д1-82-895

РОЖДЕНИЕ ОЧАРОВАННЫХ БАРИОНОВ Δ_c^+
В НЕЙТРОН-УГЛЕРОДНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ ~ 58 ГэВ

Направлено в журнал "Physics Letters B"

1982

А.Н.Алеев, В.А.Арефьев, В.П.Баландин, В.К.Бирулев,
 Т.С.Григалашвили, Б.Н.Гуськов, И.И.Евсиков, 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, А.Н.Морозов, Нгуен Монг Зао, В.В.Пальчик,
 А.Е.Сеннер, Л.В.Сильвестров, В.Е.Симонов, Л.А.Слепец,
 М.Смижанска, Г.Г.Султанов, Г.Г.Тахтамышев, П.Т.Тодоров,
 Р.К.Траянов, А.С.Чвыров, В.Д.Чолаков
 Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

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

М.В.Тошева
 Высший машинно-электротехнический институт, Варна

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

Э.Д.Молодцов
 Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

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

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

Б.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

Н.С.Амаглобели, В.П.Джорджадзе, В.Д.Кекелидзе, Н.Л.Ломидзе,
 Г.И.Никобадзе, Р.Г.Шанидзе
 Научно-исследовательский институт физики высоких энергий,
 ТГУ, Тбилиси

В работе приведены данные о рождении очарованных барионов Λ_c^+ в нейтрон-углеродных взаимодействиях при средней энергии нейтронов ~ 58 ГэВ. Исследования проводились с помощью спектрометра БИС-2^{1/} на нейтральном канале серпуховского ускорителя. Наблюдались распады:



и



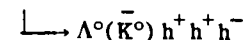
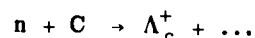
Полученные результаты являются первыми статистически обеспеченными данными о прямом наблюдении рождения очарованных частиц в сильных взаимодействиях при столь низких энергиях. Некоторые данные этих исследований опубликованы в работах^{2,3/}.

Геометрия расположения детекторов спектрометра /рис.1/ обусловила регистрацию частиц, рожденных в основном в области фрагментации высокоэнергетической части пучка нейтронов. Спектр импульсов пучка, падающего вдоль оси OZ на углеродную мишень (Т) толщиной ~ 6 г/см², приведен на рис.2. Поле спектрометрического магнита /М/ изменяло поперечную составляющую импульса заряженных частиц на 0,64 ГэВ/с. Для запуска спектрометра требовалось, чтобы через него прошло не менее четырех заряженных частиц.

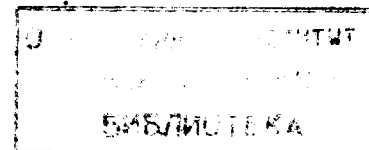
С помощью ЭВМ ЕС-1040 осуществлялись запись информации на магнитные ленты и контроль работы спектрометра.

Приведенные результаты основаны на анализе данных, полученных при трех конфигурациях спектрометра, при которых было зарегистрировано соответственно $5,3 \cdot 10^6$, $1,7 \cdot 10^6$ и $4,4 \cdot 10^6$ его запусков. Три конфигурации спектрометра различались направлением магнитного поля в М, расположением Т и некоторыми геометрическими характеристиками пропорциональных камер /ПК/. Изменения условий эксперимента позволили оценить возможные систематические ошибки при определении характеристик изучаемых процессов.

Искались события инклюзивного рождения Λ_c^+ :



/3/



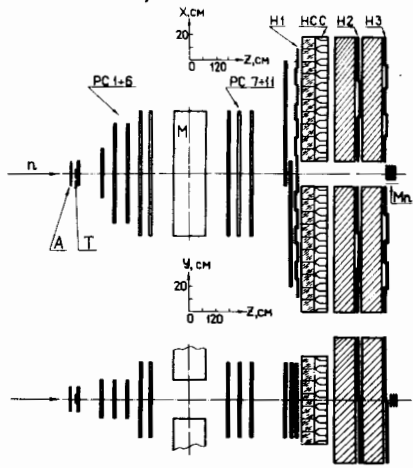


Рис.1. Схема расположения детекторов спектрометра БИС-2: М - анализирующий магнит; ПК - пропорциональные камеры; А - сцинтилляционный счетчик антисовпадений; Т - углеродная мишень; Г1 - годоскопы сцинтилляционных счетчиков; Г2 и Г3 - счетчики детектора мюонов; ЧСПП - годоскопы черенковских счетчиков полного поглощения; М - нейтронный монитор.

Рис.2. Спектр импульсов нейтронов /сплошная кривая/ и зависимость эффективности регистрации Λ_c^+ от импульса нейтрона /пунктирная кривая/.

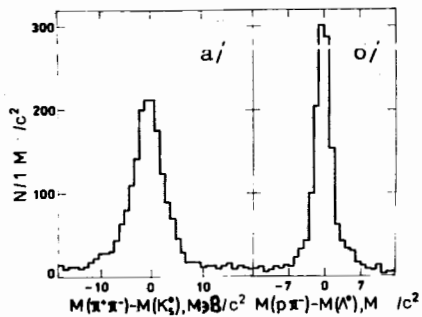
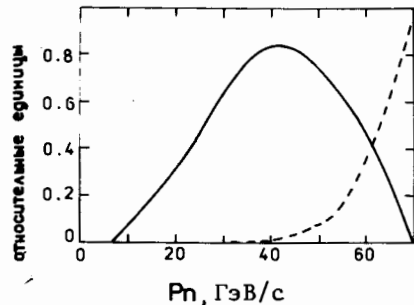


Рис.3. Спектры инвариантных масс "нейтральных вилок", иллюстрирующие выделение K_s^0 и Λ^0 при третьей конфигурации; а/ распределение по инвариантной массе $M(\pi^+\pi^-)$ в области около $M(K_s^0) = 497,67$ МэВ/с²; б/ распределение по инвариантной массе $M(p\pi^-)$ в области около $M(\Lambda^0) = 1115,6$ МэВ/с².

При анализе событий восстанавливались траектории заряженных адронов / h^+ и h^- /, рожденных в мишени, и "нейтральные вилки", соответствующие двухчастичным распадам странных частиц: $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ и $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, с вершиной распада, отстоящей от мишени не менее чем на 15 см. При этом требовалось, чтобы минимальное расстояние между треками, образующими "нейтральную вилку", не превышало 1 см. Эти требования были определены в соответствии с разрешающей способностью спектрометра для уменьшения фона при выделении Λ^0 и K_s^0 . На рис.3а в качестве иллюстрации приведено построенное при третьей конфигурации спектрометра распределение "нейтральных вилок" по величине их инвариантной массы $M(\pi^+\pi^-)$, полученной

в предположении, что обе частицы - пионы, в области массы $M(K_s^0) = 497,67$ МэВ/с². Виден сигнал, соответствующий распадам K_s^0 , за которые при всех конфигурациях принимались "нейтральные вилки", удовлетворяющие условию $|M(\pi^+\pi^-) - M(K_s^0)| < 10$ МэВ/с². На рис.3б показано аналогичное распределение $M(p\pi^-)$, полученное

в предположении, что положительной частицей является протон, а отрицательной - пион, в области массы $M(\Lambda^0) = 1115,6$ МэВ/с². За Λ^0 принимались "нейтральные вилки" из области пика $|M(p\pi^-) - M(\Lambda^0)| < 7$ МэВ/с².

При трех конфигурациях спектрометра было выделено соответственно 2379, 513 и 1350 событий, содержащих по крайней мере одну комбинацию $K_s^0 h^+ h^-$. Распределения всех таких комбинаций по величине инвариантной массы $M(K_s^0 p\pi^-)$, рассчитанной в предположении, что из двух положительно заряженных частиц частица с большим импульсом является протоном, а две другие заряженные частицы являются пионами, приведены на рис.4. Величины интервалов в этих распределениях выбраны близкими к удвоенному аппаратному разрешению. Во всех распределениях в области массы очарованного бариона Λ_c^+ видны узкие пики. Отношение числа комбинаций в каждом интервале этих распределений к числу событий не превышает 1,1. Для оценки числа событий, обуславливающих пики, каждое из распределений на рис.4 аппроксимировалось гладкой функцией, состоящей из произведения экспоненты на полином 4-й степени /точки на рис.4/. Статистические значимости пиков соответствуют ~6, ~5 и ~5 стандартным отклонениям от фоновых кривых. Если бы наблюдаемые пики соответствовали зарегистрированным распадам положительно заряженного странного резонанса, то в области фрагментации нейтронного пучка с большей вероятностью /по аналогии с процессом рождения $\Sigma(1385)^{4/}$ / можно было бы ожидать рождения отрицательного изотопически сопряженного состояния. Однако аналогичные распределения, построенные для отрицательно заряженных комбинаций $K_s^0 p\pi^-\pi^-$ /пунктирные гистограммы на рис.4/, не содержат статистически значимых пиков. Из приведенных данных следует, что мы наблюдаем распады /1/ очарованных барионов Λ_c^+ .

При поиске кандидатов в распады Λ_c^+ по каналу /2/ отбирались события, имеющие хотя бы одну комбинацию $\Lambda^0 h^+ h^-$. При трех конфигурациях было отобрано соответственно 2150, 360 и 1161 таких событий. На рис.5 приведены спектры инвариантных масс $M(\Lambda^0 \pi^+ \pi^-)$, полученных в предположении, что все три заряженных частицы являются пионами. Отношение числа комбинаций в любом из интервалов к числу событий в том же интервале не превышает 1,05. Все три спектра аппроксимировались такой же гладкой функцией /точки на рис.5/, как для распределений на рис.4. Во всех спектрах на рис.5, по аналогии с распределениями на рис.4, в области массы Λ_c^+ наблюдаются узкие пики. Эти пики свидетельствуют

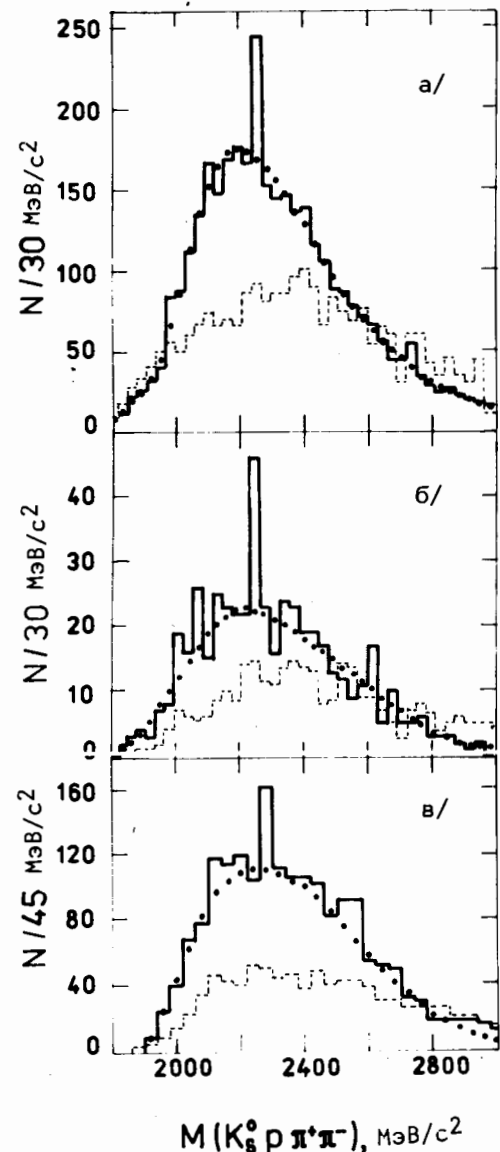
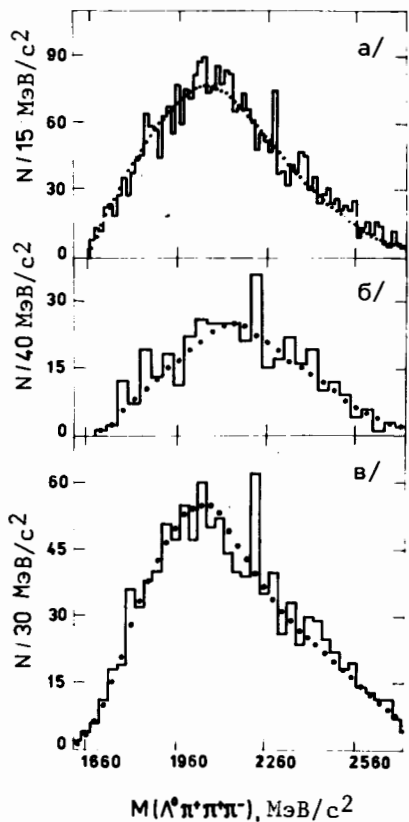


Рис. 5. Спектры инвариантных масс $M(\Lambda^0 p \pi^+ \pi^-)$ комбинаций событий, выделенных при первой /а/, второй /б/ и третьей /в/ конфигурациях спектрометра; точки - результаты аппроксимаций спектров гладкой функцией.

Рис. 4. Спектры инвариантных масс $M(K_s^0 p \pi^+ \pi^-)$ комбинаций событий, выделенных при первой /а/, второй /б/ и третьей /в/ конфигурациях спектрометра /точки - результаты аппроксимаций спектров гладкой функцией/; пунктирные распределения - спектры инвариантных масс $M(K_s^0 p \pi^+ \pi^-)$.



о наблюдении распадов /2/. Такие распады очарованных барионов были зарегистрированы ранее в экспериментах /5/.

Произведения сечения рождения очарованного бариона Λ_c^+ на вероятности его распада Γ по наблюдаемым каналам определялись согласно выражению

$$\sigma \cdot \Gamma = N \cdot A / (N_A \cdot T M_n V_0 \epsilon),$$

где N - число наблюдаемых распадов Λ_c^+ ; A - атомный номер ядра углерода; T - толщина мишени; N_A - число Авогадро; M_n - поток нейтронов через мишень; V_0 - доля распадов K^0 /или Λ^0 / по наблюдаемому каналу; ϵ - эффективность наблюдения Λ_c^+ , которая рассчитывалась по методу Монте-Карло с учетом всех экспериментальных условий регистрации и выделения событий. При этом распады Λ_c^+ по каналам /1/ и /2/ разыгрывались в соответствии с фазовым объемом четырех частиц. Пунктирной кривой на рис. 2 показана полученная зависимость эффективности регистрации Λ_c^+ от импульса нейтронов. Как следует из вида этой кривой, в эксперименте регистрировались Λ_c^+ , рожденные при взаимодействии нейтронов с импульсом более 40 ГэВ/с /среднее значение ~58 ГэВ/с/. Поперечная составляющая импульсов зарегистрированных Λ_c^+ $P_T \leq 1$ ГэВ/с, а относительные продольные импульсы $x = P_{||}^* / P_{||}^{* \max} > 0,4$ /здесь: $P_{||}^*$ и $P_{||}^{* \max}$ - соответственно продольный и максимально возможный импульс Λ_c^+ в системе центра масс реакции/. Для определения эффективности регистрации Λ_c^+ во всей кинематической области ($x > 0$) и вычисления $\sigma \Gamma$ был рассмотрен ряд моделей рождения Λ_c^+ в нейтрон-нуклонных взаимодействиях. В некоторых моделях /А и Б/ предполагалось инклюзивное рождение в соответствии с инвариантным сечением

$$E d^3 \sigma / dp^3 \sim \exp(-b P_T) f(x), \quad /4/$$

где $f(x)$ - функция распределения по x , которая варьировалась, а $b = 2,5$ /ГэВ/с⁻¹ /3/. Это значение параметра согласуется также с результатом эксперимента /6/.

Модель А: $f(x)$ соответствует распределению Λ^0 , рожденных инклюзивно в pp -взаимодействиях при импульсе протонов 69 ГэВ/с /7/. Такого соответствия следует ожидать, исходя из кварковой модели процессов фрагментации адронов /8/. Справедливость этой модели для рождения Λ_c^+ при энергиях ISR подтверждается, в частности, в работе /9/.

Модель Б: $f(x) = (1-x)^{1,5}$. Результат, полученный в рамках этой модели, мы рассматриваем как верхний предел для величины $\sigma \Gamma$. Мы считаем маловероятным, что спектр $f(x)$ более "мягкий". Это подтверждается также в ряде экспериментальных /3,9/ и теоретических /10,11,12/ работ.

Таблица 1
Характеристики зарегистрированных распадов Λ_c^+ .
Величины σ_B рассчитаны в рамках модели А. Приведены
статистические ошибки σ_B и систематические ошибки $M(\Lambda_c^+)$

Конфигурация $M_n / 10^{11}$	1	2	3	Общее по трем
	2,2	0,71	1,84	
$\Lambda_c^+ \rightarrow \bar{K}^0 p \pi^+ \pi^-$				
Число событий	79 \pm 15	23 \pm 7	48 \pm 13	150 \pm 21
$M(\Lambda_c^+)$, МэВ/с ²	2255	2250	2283	2268 \pm 15
$\epsilon / 10^{-4}$	0,98	0,75	0,97	-
σ_B мкб/ядро	34 \pm 6	40 \pm 12	25 \pm 7	31 \pm 4
$\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-$				
Число событий	25 \pm 9	13 \pm 6	24 \pm 8	62 \pm 13
$M(\Lambda_c^+)$, МэВ/с ²	2282	2240	2244	2262 \pm 20
$\epsilon / 10^{-4}$	1,0	0,95	1,0	-
σ_B мкб/ядро	6 \pm 2	10 \pm 4	7 \pm 2	6,9 \pm 1,3

Модель В: рассматривалось рождение Λ_c^+ при распаде системы $R \rightarrow \Lambda_c^+ D^-$, которая образуется в процессе дифракционной диссоциации нейтрона на квазисвободных нуклонах ядра углерода в соответствии с инвариантным сечением

$$E d^3\sigma/dP^3 \sim \frac{1}{M^2} \exp(-\beta t),$$

где M - масса системы R ; t - квадрат 4-импульса, переданного системе R падающим нейтроном; $\beta = 6 / \text{ГэВ/с}^{-2}$. Предполагался анизотропный распад системы R в соответствии с распределением по углам Готфрида-Джексона, рассчитанным в работе^{13/} для дифракционной диссоциации протона в систему $\Lambda^0 K^+$. Близкий к этой модели результат получается, если в модели инклюзивного рождения Λ_c^+ /4/ предположить равномерное распределение $f(x)$ или распределения, рассчитанные по моделям^{10,11/}. В случае изотропного распада системы R получается такой же результат, как и в рамках модели А.

Таблица 2
Значения σ_B /мкб/ядро углерода/, полученные для
различных моделей рождения Λ_c^+ /приведены
статистические ошибки/

	А $\sim \exp(-2,5 P_T)$ $\times f_\Lambda(x)$	Б $\sim \exp(-2,5 P_T)$ $\times (1-x)^{1,5}$	В $\sim \frac{1}{M^2} \exp(-6t)$
$\sigma_B(\bar{K}^0 p \pi^+ \pi^-)$	31 \pm 4	93 \pm 13	12 \pm 2
$\sigma_B(\Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-)$	6,9 \pm 1,3	21 \pm 5	3,5 \pm 1,0

В табл.1 приведены числа зарегистрированных при трех конфигурациях спектрометра распадов Λ_c^+ по каналам /1/ и /2/, центральные значения масс $M(\Lambda_c^+)$ и рассчитанные по модели А величины σ_B . Величина систематической ошибки $M(\Lambda_c^+)$ составила ~ 12 МэВ/с². Величины σ_B в пределах статистических ошибок согласуются друг с другом при всех трех конфигурациях. Систематические ошибки этих величин в основном обусловлены ошибками определения формы спектра импульса нейтронов и ошибками измерения потока нейтронов, падающего на мишень. Найдено, что систематическая ошибка не превышает 45%.

В табл.2 приведены величины σ_B , рассчитанные в рамках трех рассмотренных моделей и усредненные по всей статистике, полученной при разных конфигурациях спектрометра.

РЕЗУЛЬТАТЫ

1. В эксперименте зарегистрировано 212 \pm 25 событий рождения очарованных барионов Λ_c^+ . Определенное для них среднее значение массы равно 2266 МэВ/с² с систематической ошибкой ~ 12 МэВ/с². Этот результат согласуется со значениями масс, полученными в других экспериментах^{14/}.

2. Отношение вероятностей распада $\Lambda_c^+ \rightarrow \bar{K}^0 p \pi^+ \pi^-$ и $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-$ равно 4,5 \pm 1,0.

3. Произведения полученных сечений рождения Λ_c^+ при взаимодействии с ядрами углерода нейтронов со средней энергией 58 ГэВ на вероятности распадов $\Lambda_c^+ \rightarrow \bar{K}^0 p \pi^+ \pi^-$ и $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-$ приведены в табл.2. Результаты, полученные при использовании модели А, мы рассматриваем как наиболее вероятные. Среди рассмотренных моде-

лей не было получено более низкого значения σ_B , чем в рамках модели В. Если рассматривать этот результат как нижнее значение σ_B , то, с учетом верхнего ограничения на вероятность распада $V(\Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-) < 3,1\%$, полученного из данных 14 , нижний предел сечения инклюзивного рождения Λ_c^+ при $x > 0$ будет равен 100 мкб на ядро углерода при 90%-ном уровне достоверности.

Авторы признательны А.М.Балдину, Н.Н.Говоруну, И.С.Златеву, Б.Квасилу, К.Ланиусу, А.А.Логуну, 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 В.Баргера, С.С.Герштейна, А.Б.Кайдалова, А.К.Лиходеда и З.Новака за полезные дискуссии и замечания; коллектив серпуховского ускорителя за обеспечение эксперимента во время сеансов БИС-2; коллектив СЭО ОИЯИ за участие в подготовке и проведении эксперимента; сотрудников ОИЯИ за участие в работе на разных ее этапах, а также Е.М.Лихачеву за постоянное участие в эксперименте.

ЛИТЕРАТУРА

1. Айхнер Г. и др. ОИЯИ, 1-80-644, Дубна, 1980; Алеев А.Н. и др. ОИЯИ, 1-81-67, Дубна, 1980; Бурилков Д. и др. ОИЯИ, 10-80-656, Дубна, 1980; ОИЯИ, 10-81-772, Дубна, 1980.
2. Алеев А.Н. и др. ЯФ, 1982, т.35, с.1175; ОИЯИ, P1-81-653, Дубна, 1981.
3. Алеев А.Н. и др. ОИЯИ, P1-82-343; Д1-82-759, Дубна, 1982.
4. Алеев А.Н. и др. ОИЯИ, P1-82-353, Дубна, 1982; Aleev A.N. et al. PHE 82-7, Berlin-Zeuthen, 1982.
5. Cazzoli E.G. et al. Phys.Rev.Lett., 1975, 34, p.1125; Knapp B. et al. Phys.Rev.Lett., 1976, 37, p.882; Baltay C. et al. Phys.Rev.Lett., 1979, 42, p.1721; Giboni K.L. et al. Phys.Lett., 1979, 85B, p.437; Lockman W. et al. Phys.Lett., 1979, 85B, p.443.
6. Basile M. et al. Lett.Nuovo Cim., 1981, vol.30, p.481.
7. Ammosov V.V. et al. Nucl.Phys., 1976, B115, p.269.
8. Anisovich V.V., Shekhter V.M. Nucl.Phys., 1973, B55, p.455.
9. Basile M. et al. Lett. Nuovo Cim., 1981, vol.30, p.487; Irion J. et al. Phys.Lett., 1981, 99B, p.495.
10. Brodsky S.J. et al. Phys.Lett., 1980, 93B, p.451; Bertsch G. et al. Phys.Rev.Lett., 1981, 47, p.297; Brodsky S.J. et al. Phys.Rev., 1981, D23, p.2745.
11. Mazzanti P., Wada S. Phys.Rev., 1982, D26, p.602.
12. Boreskov K.G., Kaidalov A.B. ITEP-130, Moscow, 1982.
13. Boringer T. CERN-EP, 77-18, Geneva, 1977.
14. Roos M. et al. Phys.Lett., 1982, 111B, p.1.

Рукопись поступила в издательский отдел
24 декабря 1982 года.

Алеев А.Н. и др.

Д1-82-895

Рождение очарованных барионов Λ_c^+ в нейтрон-углеродных взаимодействиях при энергии нейтронов ~ 58 ГэВ

В реакции взаимодействия нейтронов со средней энергией около 58 ГэВ с ядрами углерода наблюдается рождение очарованных барионов Λ_c^+ . Зарегистрированы их распады по каналам: $\Lambda_c^+ \rightarrow \bar{K}^0 p \pi^+ \pi^-$ и $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-$. Произведения модельно-зависимого сечения рождения Λ_c^+ на вероятности его распадов по этим каналам равны соответственно 31 ± 4 и $6,9 \pm 1,3$ мкб/ядро углерода. Нижняя граница сечения инклюзивного ($x > 0$) рождения Λ_c^+ , полученная с учетом рассмотренных моделей, равна ~ 100 мкб на ядро углерода при 90%-ном уровне достоверности. Систематические ошибки составляют $\sim 45\%$.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Aleev A.N. et al.

D1-82-895

Charmed Baryon Λ_c^+ Production by ~ 58 GeV Neutrons on Carbon

The production of the charmed baryon Λ_c^+ by ~ 58 GeV neutrons on carbon is observed. The decay modes detected are: $\Lambda_c^+ \rightarrow \bar{K}^0 p \pi^+ \pi^-$ and $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-$. The model-dependent partial cross section times branching ratios are 31 ± 4 μ b and 6.9 ± 1.3 μ b per carbon nucleus, respectively. A lower limit for the inclusive cross section of Λ_c^+ production (taking into account all models considered) at $x > 0$ is found to be about 100 μ b per carbon nucleus at a 90% confidence level. The systematic errors are $\sim 45\%$.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1982