

Д1-2001-98

**ИНКЛЮЗИВНОЕ РОЖДЕНИЕ ГИПЕРОНОВ
В n C-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ**

Направлено в «European Physical Journal C»

А.Н.Алеев, В.П.Баландин, Н.С.Заикин, А.И.Зинченко, И.М.Иванченко,
З.М.Иванченко, М.Н.Капишин, В.Д.Кекелидзе, З.И.Коженкова,
В.В.Кореньков, И.Г.Косарев, Н.А.Кузьмин, А.Л.Любимов, Д.Т.Мадигожин,
В.Г.Мазный, А.Ш.Мествиришвили, Н.А.Молоканова, А.Н.Морозов,
Ю.К.Потребеников, Л.А.Слепец, В.Н.Спасков, Г.Т.Татишвили,
П.З.Христов, И.П.Юдин
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

А.П.Бугорский
Институт физики высоких энергий, Протвино, Россия

А.А.Локтионов
*Физико-технический институт Министерства науки и образования
Республики Казахстан, Алма-Ата*

Т.Понта, Т.Преда
Институт атомной физики, отдел физики высоких энергий, Бухарест

И.М.Гешков
Институт ядерных исследований и ядерной энергетики БАН, София

Н.С.Амаглобели, Р.А.Кватадзе, М.В.Копадзе, Н.Л.Ломидзе
Институт физики высоких энергий ТГУ, Тбилиси

Т.С.Григалашвили
Институт физики АН Республики Грузии, Тбилиси

1 Введение

Исследование инклюзивного рождения гиперонов может служить критической проверкой моделей, описывающих процессы взаимодействия кварков и формирования адронов. Существующие экспериментальные данные по рождению гиперонов нуклонами получены в основном в протонных пучках [1-19]. Лишь несколько экспериментов было проведено в нейтронных пучках [20, 21]. Имеющиеся данные не позволяют при этом утверждать, что механизмы рождения гиперонов различными нуклонами эквивалентны. Поэтому получение новой информации о рождении гиперонов нейтронами и сравнение характеристик их рождения в нейтронных и протонных пучках может предоставить дополнительную информацию для развития моделей такого рождения.

В настоящей работе приводятся результаты исследования рождения гиперонов, полученные в эксперименте ЭКСЧАРМ, проведенном в нейтронном пучке серпуховского ускорителя.

Поиск гиперонов осуществлялся в спектрах эффективных масс следующих конечных состояний их распадов:

$$\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \Sigma(1385)^+ &\rightarrow \Lambda^0\pi^+ \\ &\quad \hookrightarrow p\pi^-, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \Sigma(1385)^- &\rightarrow \Lambda^0\pi^- \\ &\quad \hookrightarrow p\pi^-, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \Xi^- &\rightarrow \Lambda^0\pi^- \\ &\quad \hookrightarrow p\pi^-, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \Xi(1530)^0 &\rightarrow \Xi^-\pi^+ \\ &\quad \hookrightarrow \Lambda^0\pi^- \\ &\quad \hookrightarrow p\pi^-. \end{aligned} \quad (5)$$

2 Эксперимент ЭКСЧАРМ

Установка ЭКСЧАРМ (рис.1) расположена в нейтронном пучке (канал 5Н) серпуховского ускорителя. Нейтроны пучка рождаются на внутренней бериллиевой мишени протонами с энергией 70 ГэВ под нуле-

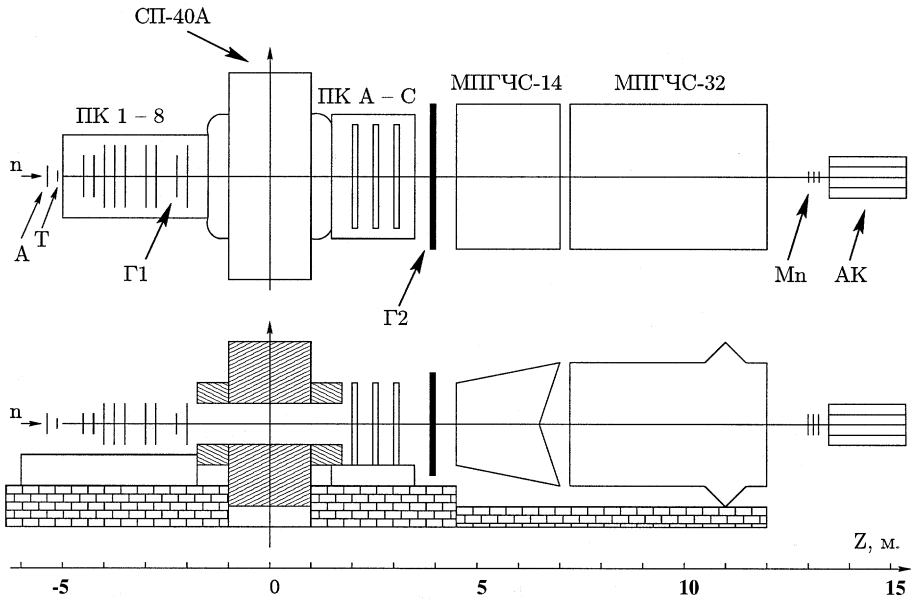


Рис.1. Спектрометр ЭКСЧАРМ

вым углом к орбите ускоряемых протонов. Свинцовый фильтр толщиной до 20 см служит для подавления γ -компоненты пучка. Магниты ускорителя и специальный очищающий магнит СП-129 служат для удаления из пучка заряженных частиц. Энергия нейтронов [22] находится в пределах от 20 до 70 ГэВ и имеет среднее значение ~ 51 ГэВ (рис.2).

Нейтроны взаимодействуют с мишенью (Т), расположенной перед магнитным спектрометром. Для измерения импульсов заряженных частиц служит анализирующий магнит СП-40А. Для описания спектрометра используется правая система координат с осью OZ, направленной вдоль оси пучка; осью OY, направленной вертикально; и началом координат, совпадающим с центром магнита. Заряженные частицы регистрируются 11 пропорциональными камерами (25 координатных плоскостей) с шагом намотки проволочек 2 мм. Восемь камер до магнита (ПК 1-8) имеют по две сигнальные плоскости. Проволочки двух из этих камер сориентированы под углами $\pm 22,5^\circ$ по отношению к вертикали, остальных - горизонтально и вертикально. Три камеры после

магнита (ПК А-С) имеют три сигнальных плоскости каждая. Ориентация проволочек этих плоскостей - горизонтальная, вертикальная и под углом $-22,5^\circ$ к вертикали. Два годоскопа сцинтилляционных счетчиков (Г1 и Г2) и три плоскости пропорциональных камер ПК3, ПК8 и ПКВ включены в триггерную систему. Более детальное описание установки можно найти в работе [23].

При записи экспериментальной информации, использованной в данной работе, была применена углеродная мишень толщиной $L_T=1,5$ см. Поле анализирующего дипольного магнита СП-40А изменяло поперечный импульс заряженной частицы на $\sim 0,45$ ГэВ/с. Система запуска установки (триггер) была нацелена на регистрацию событий, в которых по крайней мере четыре заряженные частицы прошли через спектрометр. В процессе сеанса полярность магнитного поля периодически изменялась, так что вся накопленная информация поделена по этому признаку на две приблизительно равные части.

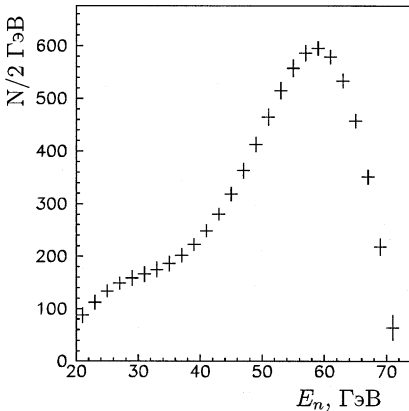


Рис.2. Энергетический спектр нейтронов

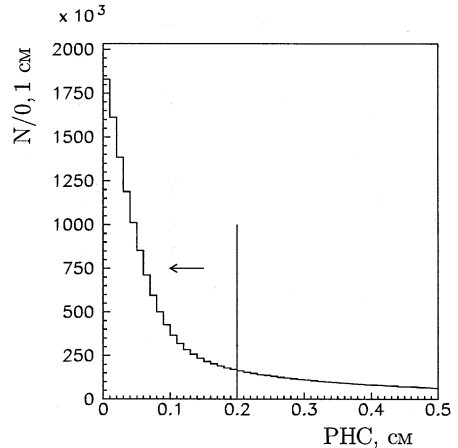


Рис.3. RHS отобранных пар треков

Представленные ниже результаты основаны на анализе $\sim 1,72 \cdot 10^8$ записанных событий nC -взаимодействий.

3 Отбор событий

Экспериментальные события были обработаны программой BISON [24], в которой проводилась реконструкция треков заряженных частиц,

определялись параметры этих треков, импульсы и заряды соответствующих частиц. Для поиска событий выделенной топологии и выполнения статистического и физического анализа использовалась программа BISMXC [25].

3.1 Выделение Λ^0

Отобранные события – кандидаты в (1) - (5) – должны были содержать по крайней мере Λ^0 . Λ^0 , распадающаяся по каналу (1), характеризовалась парой треков частиц противоположных знаков. При этом требовалось, чтобы расстояние наибольшего сближения (РНС) этих треков (рис.3) удовлетворяло условию

$$\text{РНС} < 0,2 \text{ см}, \quad (6)$$

что соответствует двум экспериментальным разрешениям по этому параметру. Точка, среднеквадратичное расстояние от которой до треков при их наибольшем сближении минимально, рассматривалась как вершина распада. Для уменьшения фона от взаимодействий в мишени требовалось, чтобы Z-координата вершины распада (Z_Λ) удовлетворяла условию (рис.4)

$$Z_\Lambda - (Z_T + \frac{1}{2}L_T) > 10 \text{ см}, \quad (7)$$

где $Z_T = -460$ см – координата центра мишени. Таким образом было отобрано более 4,5 млн пар.

Спектр эффективных масс $p\pi^-$ для отобранных пар треков показан на рис.5. В полученном спектре виден четкий сигнал от распада Λ^0 по каналу (1). Фон обусловлен в основном комбинациями реконструированных заряженных частиц, рожденных в мишени ($\approx 53\%$) и воздухе ($\approx 43\%$). Фон, обусловленный распадами $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, в которых положительный пион неправильно идентифицирован как протон, составляет около 4%. Для определения параметров сигнала спектр аппроксимировался суммой функции Гаусса, описывающей сигнал, и линейной функции, описывающей поведение фона. Кандидатом в распад Λ^0 считалась отобранная пара треков при условии, что соответствующая эффективная масса $M(p\pi^-)$ находилась внутри интервала $\pm 3\sigma_M$ (где $\sigma_M \approx 1,5 \text{ МэВ}/c^2$ – экспериментальное разрешение) от номинальной массы Λ^0 (M_{Λ^0}):

$$|M(p\pi^-) - M_{\Lambda^0}| < 4,5 \text{ МэВ}/c^2. \quad (8)$$

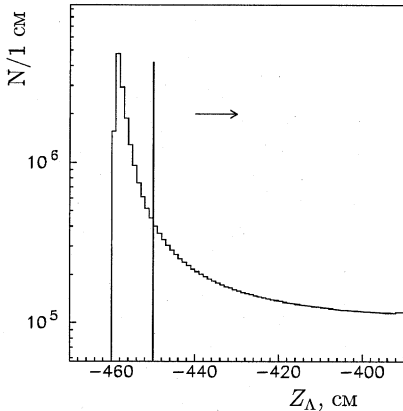


Рис.4. Z-координата вершины распада Λ^0

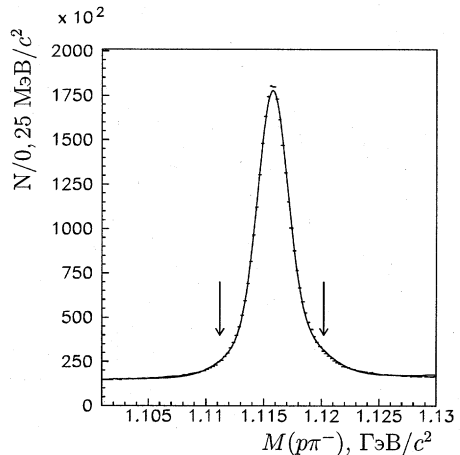


Рис.5. Спектр эффективных масс $p\pi^-$

Выделенный таким образом интервал помечен вертикальными стрелками на рис.5. В соответствии с критериями (6) - (8) было отобрано для дальнейшего анализа более 3 млн кандидатов в распад (1). Фактическое количество распадов $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ определено с учетом линейного фона.

3.2 Выделение $\Sigma(1385)^\pm$ -резонансов

Кандидаты в распады (2) и (3) должны были содержать восстановленный кандидат в Λ^0 и по крайней мере один дополнительный трек. РНС реконструированной траектории Λ^0 и дополнительного трека, которое должно было удовлетворять критерию (6), определяло вершину распада резонанса. Z-координата этой вершины должна была находиться в районе мишени, т.е.

$$(Z_T - \frac{1}{2}L_T) - 2 \text{ см} < Z < (Z_T + \frac{1}{2}L_T) + 2 \text{ см}. \quad (9)$$

Соответствующий интервал отмечен стрелками на рис.6; 2 см – двойное экспериментальное разрешения по Z. Таким образом было отобрано более 1 млн кандидатов в распад (2) и несколько меньше – в распад (3). Спектры эффективных масс $\Lambda^0\pi^+$ и $\Lambda^0\pi^-$ для отобранных событий приведены на рис.7 и 8 соответственно. Широкие сигналы в этих спектрах соответствуют распадам (2) и (3). Сигналы были аппроксимированы свертками функции Брейта - Вигнера (BW) и нормального

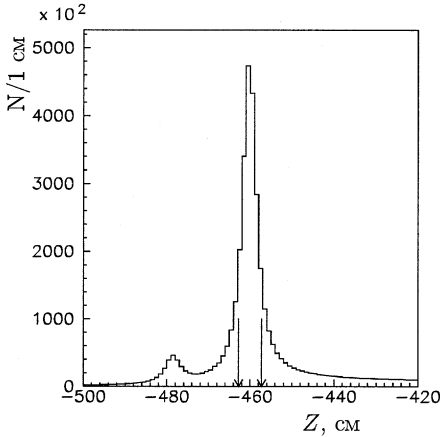


Рис.6. Z-координата вершины распада $\Sigma(1385)^\pm$

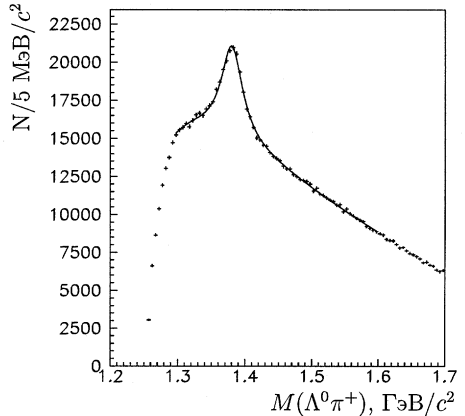


Рис.7. Спектр эффективных масс $\Lambda^0 \pi^+$

распределения (G):

$$BWG(M) = A \int G(M - m)BW(m)dm, \quad (10)$$

где

$$G(M - m) = \exp\left(-\frac{(M - m)^2}{2\sigma_M^2}\right), \quad (11)$$

$$BW(m) = \frac{mM_0\Gamma}{(m^2 - M_0^2)^2 + M_0^2\Gamma^2}, \quad (12)$$

A – амплитуда, σ_M – разрешение по массе, M_0 – масса резонанса, Γ – его ширина. Фоны были аппроксимированы функцией

$$BG(m) = P_1(m - M_{th})^{P_2} \exp(-P_3m - P_4m^2), \quad (13)$$

где $P_1 - P_4$ – свободные параметры, M_{th} – сумма масс продуктов распада. Количество зарегистрированных резонансов определялось интегрированием полученных функций, аппроксимирующих сигналы, по всему спектру эффективных масс. Фон обусловлен в основном комбинаторикой.

3.3 Выделение Ξ^-

Отбираемые события при выделении распада (4) должны были содержать кандидат в Λ^0 и по крайней мере один дополнительный трек

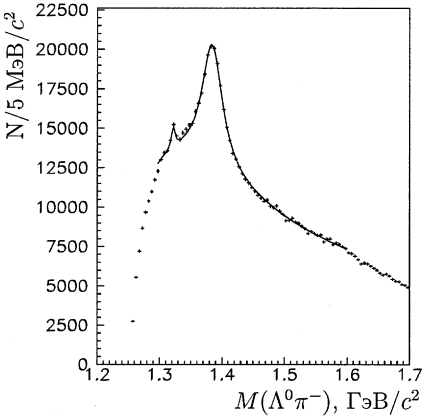


Рис.8. Спектр эффективных масс $\Lambda^0 \pi^-$

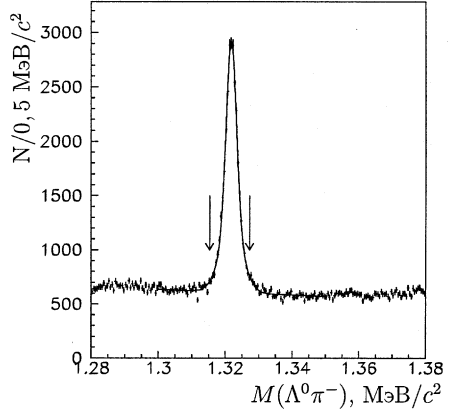


Рис.9. Спектр эффективных масс $\Lambda^0 \pi^-$

отрицательно заряженной частицы. РНС реконструированной траектории Λ^0 и этого трека должно было удовлетворять условию (6), формируя вершину распада Ξ^- . Z-координата вершины распада Ξ^- (Z_{Ξ}) должна была удовлетворять условию

$$Z_{\Xi} - (Z_T + \frac{1}{2}L_T) > 5 \text{ см.} \quad (14)$$

Для разделения вершин распада Λ^0 и Ξ^- расстояние между ними выбиралось большим 5 см, т.е.

$$Z_{\Lambda} - Z_{\Xi} > 5 \text{ см.} \quad (15)$$

В результате было отобрано около 150 тыс. таких комбинаций. Спектр эффективных масс $\Lambda^0 \pi^-$ ($M(\Lambda^0 \pi^-)$) для отобранных комбинаций приведен на рис.9. В этом спектре наблюдается четкий сигнал от распада Ξ^- (4). Спектр аппроксимировался суммой функции Гаусса, описывающей сигнал, и линейной функции, описывающей поведение фона. Комбинация идентифицировалась как кандидат в распад Ξ^- , если $M(\Lambda^0 \pi^-)$ находилась в интервале $\pm 3\sigma_M$ ($\sigma_M \approx 2,0 \text{ МэВ}/c^2$ – соответствующее разрешение по массе) от номинальной массы Ξ^- :

$$|M(\Lambda^0 \pi^-) - M_{\Xi^-}| < 6,0 \text{ МэВ}/c^2. \quad (16)$$

Указанный интервал помечен вертикальными стрелками на рис.9. Около 37 тыс. кандидатов в распад (4), удовлетворяющих критериям

(14) - (16), было отобрано для последующего анализа. Количество $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 \pi^-$ распадов определялось вычитанием фоновых комбинаций из числа отобранных.

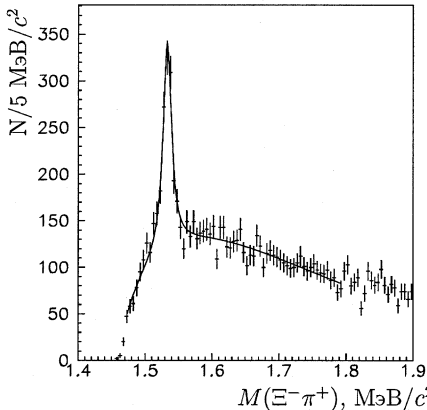


Рис.10. Спектр эффективных масс $\Xi^- \pi^+$

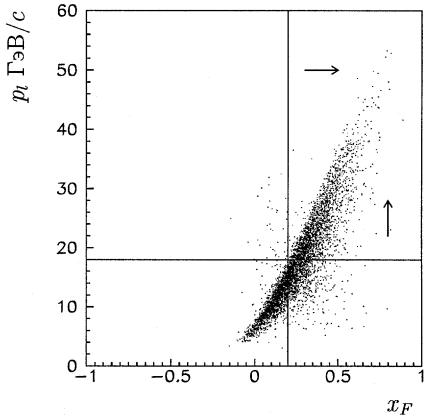


Рис.11. p_t и x_F прошедших Λ^0

3.4 Выделение $\Xi(1530)^0$ -резонанса

Отбираемые события для распада (5) должны были содержать кандидат в Ξ^- и по крайней мере один дополнительный трек положительно заряженной частицы. Траектория Ξ^- и дополнительный трек должны были удовлетворять критерию (6), а Z-координата – располагаться в районе мишени, т.е. удовлетворять критерию (9). При этих условиях было отобрано около 10 тыс. кандидатов в распад (5). Спектр эффективных масс отобранных комбинаций приведен на рис.10. В указанном спектре наблюдается четкий сигнал от распада (5). Для определения параметров сигнала полученный спектр аппроксимировался суммой функции (10), описывающий сигнал, и гладкой функции (13), описывающей фон. Количество $\Xi(1530)^0$ определялось интегрированием функции, аппроксимирующей сигнал, по всему спектру.

Характеристики восстановленных сигналов Λ^0 , $\Sigma(1385)^+$, $\Sigma(1385)^-$, Ξ^- и $\Xi(1530)^0$ приводятся в табл.1.

Соответствующие разрешения по массам σ_M для резонансов были определены из результатов моделирования методом Монте - Карло. Измеренные массы гиперонов близки к номинальным массам [26], а их

полные ширины совпадают в пределах погрешностей с номинальными.

Таблица 1. Характеристики сигналов гиперонов

Распад	Масса, МэВ/ c^2	σ_M , МэВ/ c^2	Γ , МэВ/ c^2	Количество
$\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$	$1115,90 \pm 0,01$	$1,55 \pm 0,01$	-	2426800 ± 1900
$\Sigma(1385)^+ \rightarrow \Lambda^0\pi^+$	$1380,9 \pm 0,3$	3,2	$35,1 \pm 0,9$	69300 ± 1900
$\Sigma(1385)^- \rightarrow \Lambda^0\pi^-$	$1384,5 \pm 0,2$	3,4	$40,0 \pm 0,9$	97500 ± 2100
$\Xi^- \rightarrow \Lambda^0\pi^-$	$1321,8 \pm 0,4$	$1,97 \pm 0,1$	-	21370 ± 190
$\Xi(1530)^0 \rightarrow \Xi^-\pi^+$	$1533,3 \pm 0,6$	3,7	$10,0 \pm 1,7$	1123 ± 89

4 Характеристики рождения гиперонов

Для вычисления эффективностей регистрации и определения характеристик рождения гиперонов применялся метод Монте - Карло (МК).

Разыгрывались следующие реакции:

$$\begin{aligned}
 n + N &\rightarrow \Lambda^0 + K^0 + X, \\
 n + N &\rightarrow \Sigma(1385)^+ + K^0 + \pi^- + X, \\
 n + N &\rightarrow \Sigma(1385)^- + K^+ + X, \\
 n + N &\rightarrow \Xi^- + K^+ + K^0 + X, \\
 n + N &\rightarrow \Xi(1530)^0 + K^0 + K^0 + X.
 \end{aligned}$$

Здесь K^0 , K^+ и π^- – это так называемые “частицы минимального сопровождения”, которые компенсируют странность и заряд изучаемого состояния; X – это набор частиц, генерируемых программой JETSET [27] в соответствии с законами сохранения.

Для описания модели рождения гиперонов была использована параметризация, вытекающая из правил кваркового счета [28]:

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} \sim \frac{E^*}{p^*} \frac{d^2\sigma}{dx_F dp_t^2} \sim (1 - |x_F|)^n \exp(-bp_t^2), \quad (17)$$

где x_F – переменная Фейнмана, p_t – поперечная составляющая импульса, E^* и p^* – энергия и импульс частицы в системе центра масс реакции nN -взаимодействия. Для получения параметра n x_F варьировалась в следующих пределах: $0,2 < x_F < 1$ для Λ^0 и $0,1 < x_F < 1$ для остальных гиперонов. Аналогичная параметризация использовалась для розыгрыша каждой частицы минимального сопровождения

только в полной кинематической области $-1 < x_F < 1$. Так как в эксперименте значение x_F в каждом отдельном событии неизвестно, то для обеспечения одинаковых условий анализа экспериментальных и моделированных данных использовались ограничения на p_l , которые соответствуют выбранной области изменения x_F . В качестве примера на рис.11 приведены соответствующие ограничения на x_F и p_l для Λ^0 . Для проведения частиц через экспериментальную установку использовалась программа [29], основанная на пакете GEANT. Полученные моделированные данные обрабатывались теми же программами реконструкции и статистического анализа, что и экспериментальные.

Для получения параметров n и b нормированные экспериментальные p_l - и p_t^2 -спектры восстановленных гиперонов аппроксимировались соответствующими моделированными спектрами. В качестве оценки качества аппроксимации использовался критерий χ^2 . Выбранные значения параметров n и b для изучаемых гиперонов соответствуют наилучшей аппроксимации соответствующих p_l - и p_t^2 -спектров. В качестве примера нормированные спектры p_l и p_t^2 для Λ^0 при минимальных χ^2/nch , где nch – число сравниваемых каналов в спектрах, приведены на рис.12 и 13 соответственно.

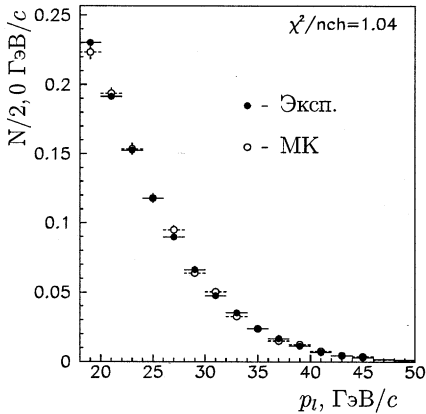


Рис.12. p_l -спектры Λ^0

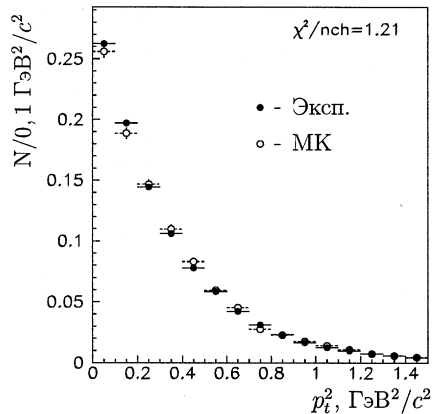


Рис.13. p_t^2 -спектры Λ^0

Полученные значения параметров n и b и соответствующие минимальные χ^2/nch для изучаемых гиперонов приведены в табл.2. Погрешности параметров рассчитывались в соответствии с методом рас-

чета многопараметрических ошибок [30]. Например, рождение Λ^0 определяют в использованной модели четыре свободных параметра: n и b , описывающие саму Λ^0 , и n и b , описывающие сопровождающую частицу (K^0). В этом случае погрешность n определялась как вариация n , вычисленная при изменении χ^2 двух нормированных p_l -спектров – экспериментального и полученного методом МК – на величину $\delta\chi^2 = 4,88$. Значение $\delta\chi^2$ зависит от числа свободных параметров модели и рассчитано так, чтобы вероятность нахождения выбранного параметра внутри его погрешности была равна 70%. Корреляции между n и b не учитывались.

Таблица 2. Параметры рождения гиперонов

Гиперон	n	$\chi_{p_l}^2/nch$	b	$\chi_{p_l}^2/nch$
Λ^0	$2,1 \pm 0,1$	1,04	$2,4 \pm 0,1$	1,21
$\Sigma(1385)^+$	$2,7 \pm 0,1$	0,64	$1,8 \pm 0,1$	0,56
$\Sigma(1385)^-$	$1,3 \pm 0,1$	1,03	$1,9 \pm 0,1$	0,89
Ξ^-	$4,0 \pm 0,1$	0,53	$2,0 \pm 0,1$	0,43
$\Xi(1530)^0$	$3,2 \pm 0,2$	0,38	$2,1 \pm 0,2$	0,77

Измеренные параметры n для $\Sigma(1385)^\pm$ и $\Xi(1530)^0$ сопоставимы с предсказаниями модели кваркового счета ($n=1$ для $\Sigma(1385)^-$ и $n=3$ для $\Sigma(1385)^+$ и $\Xi(1530)^0$) [28], но значения параметров n , полученные для Λ^0 и Ξ^- , выше, чем предсказывает эта модель ($n=1$ для Λ^0 и $n=3$ для Ξ^-).

5 Измерение сечений рождения гиперонов

Инклюзивные сечения рождения гиперонов рассчитывались по следующей формуле:

$$\sigma_{nC} = \frac{N_s A_c}{M_n N_a S \epsilon Br},$$

где Br – парциальная вероятность распада; N_s – количество комбинаций в сигнале; A_c – атомный вес ядра мишени; M_n – количество нейтронов, прошедших через мишень ($M_n = (2,31 \pm 0,13) \cdot 10^{11}$); N_a – число Авогадро; $S = 1,3$ г/см² – толщина мишени; ϵ – эффективность регистрации распада.

Таблица 3. Количество зарегистрированных распадов
и эффективности их регистрации

Распад	p_l , ГэВ/с	Количество	$\epsilon \cdot 10^2$
$\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$	> 18	1075800 ± 1400	$2,027 \pm 0,021$
$\Sigma(1385)^+ \rightarrow \Lambda^0\pi^+$	> 12	68400 ± 1400	$1,641 \pm 0,031$
$\Sigma(1385)^- \rightarrow \Lambda^0\pi^-$	> 12	95200 ± 2100	$1,629 \pm 0,032$
$\Xi^- \rightarrow \Lambda^0\pi^-$	> 12	19390 ± 280	$1,378 \pm 0,017$
$\Xi(1530)^0 \rightarrow \Xi^-\pi^+$	> 12	1096 ± 84	$0,610 \pm 0,014$

При вычислении сечений в качестве N_s использовались величины, определенные в результате выделения сигналов в спектрах эффективных масс конечных состояний соответствующих каналов распада гиперонов, полученных при выбранных ограничениях на p_l . Полученные значения N_s и ϵ представлены в табл.3.

Расчитанные сечения инклюзивного рождения гиперонов на ядре углерода (σ_{nC}) приведены в табл.4. При вычислении систематических ошибок учитывались погрешности монитора, эффективности регистрации соответствующего распада и погрешность, связанная с определением параметров модели. Последняя рассчитывалась как квадратичная сумма вариаций σ_{nC} при изменении значений параметров n и b в пределах их погрешностей. Возможные корреляционные эффекты не учитывались.

Таблица 4. Сечения инклюзивного рождения гиперонов

Гиперон	x_F	σ_{nC} , мкб			
Λ^0	$> 0,2$	5511	\pm	7(стат.)	\pm 460(сист.)
$\Sigma(1385)^+$	$> 0,1$	492	\pm	10(стат.)	\pm 31(сист.)
$\Sigma(1385)^-$	$> 0,1$	690	\pm	15(стат.)	\pm 65(сист.)
Ξ^-	$> 0,1$	146	\pm	2(стат.)	\pm 9(сист.)
$\Xi(1530)^0$	$> 0,1$	28	\pm	2(стат.)	\pm 4(сист.)

Полные сечения инклюзивного рождения были рассчитаны с использованием следующих предположений:

- зависимость дифференциального сечения Λ^0 от x_F имеет в интервале $0 < x_F < 0,2$ тот же вид, что и в работе [31];

- зависимости дифференциальных сечений от x_F для остальных измеряемых гиперонов в интервале $0 < x_F < 0,1$ являются экстраполяциями в эту область измеренных;
- зависимости дифференциальных сечений от x_F симметричны относительно нуля.

При пересчете сечений на нуклон (σ_{nN}) предполагалась следующая их зависимость от атомного веса ядра мишени: $\sigma_{nC} = \sigma_{nN} A^{2/3}$. Рассчитанные таким образом полные сечения инклюзивного рождения гиперонов представлены в табл.5. Приведенные погрешности вычислялись как квадратичные суммы соответствующих статистических и систематических ошибок.

Таблица 5. Полные сечения инклюзивного рождения гиперонов

Гиперон	σ_{nC} , мкб			σ_{nN} , мкб		
Λ^0	17400	\pm	1500	3330	\pm	280
$\Sigma(1385)^+$	1453	\pm	96	277	\pm	18
$\Sigma(1385)^-$	1770	\pm	170	337	\pm	33
Ξ^-	496	\pm	31	95	\pm	6
$\Xi(1530)^0$	87	\pm	14	17	\pm	3

Для сравнения полученных результатов с данными протонных экспериментов измеренные значения сечений были пересчитаны с учетом следующих соотношений, вытекающих из аддитивной кварковой модели:

$$\begin{aligned} \sigma_{pp}(\Lambda^0) &\approx \sigma_{pN}(\Lambda^0) \approx \sigma_{nN}(\Lambda^0), \\ \sigma_{pp}(\Sigma(1385)^+) &\approx \frac{3}{2}\sigma_{nN}(\Sigma(1385)^-) - \frac{1}{2}\sigma_{nN}(\Sigma(1385)^+), \\ \sigma_{pp}(\Sigma(1385)^-) &\approx \frac{3}{2}\sigma_{nN}(\Sigma(1385)^+) - \frac{1}{2}\sigma_{nN}(\Sigma(1385)^-), \\ \sigma_{pp}(\Xi^-) &\approx \sigma_{pN}(\Xi^-) \approx \sigma_{nN}(\Xi^-), \end{aligned}$$

откуда

$$\begin{aligned} \sigma_{pp}(\Lambda^0) &= (3330 \pm 280) \text{ мкб}, \\ \sigma_{pp}(\Sigma(1385)^+) &= (367 \pm 50) \text{ мкб}, \\ \sigma_{pp}(\Sigma(1385)^-) &= (247 \pm 33) \text{ мкб}, \end{aligned}$$

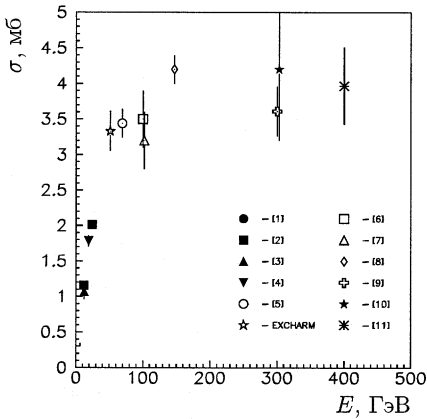


Рис.14. Инклюзивные сечения Λ^0

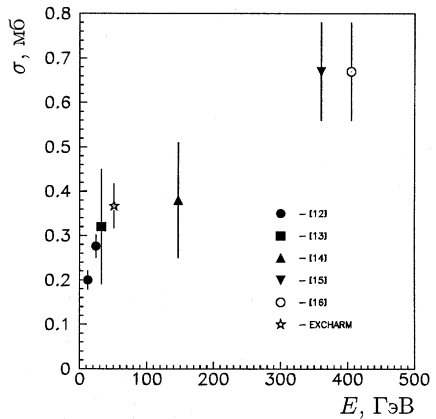


Рис.15. Инклюзивные сечения $\Sigma(1385)^+$

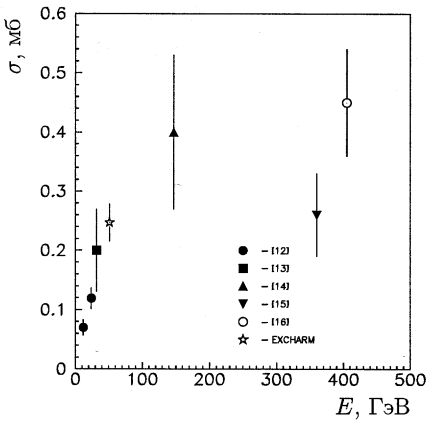


Рис.16. Инклюзивные сечения $\Sigma(1385)^-$

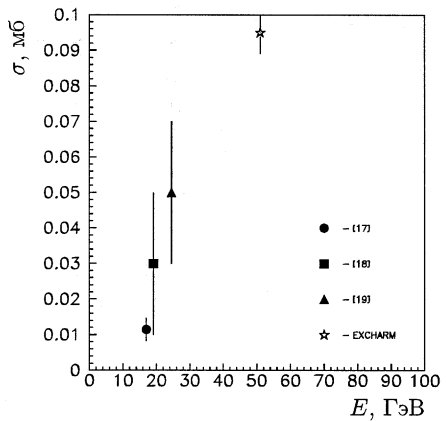


Рис.17. Инклюзивные сечения Ξ^-

$$\sigma_{pp}(\Xi^-) = (95 \pm 6) \text{ мкб.}$$

Полученные таким образом значения вместе с данными других экспериментов приведены на рис.14 - 17. Сопоставление приведенных данных свидетельствует о том, что сечения Λ^0 , $\Sigma(1385)^-$, $\Sigma(1385)^+$ и Ξ^- , рожденных инклюзивно в нейтронных и протонных пучках, достаточно близки.

6 Заключение

Измерены сечения инклюзивного рождения гиперонов в нейтрон - углеродных взаимодействиях при средней энергии нейтронов ~ 51 ГэВ (табл.5). Полученные сечения рождения Λ^0 и Ξ^- включают сечения Λ^0 и Ξ^- , рожденных в результате распадов резонансов и каскадных распадов более тяжелых состояний. Рассчитанные σ_{pp} для Λ^0 , $\Sigma(1385)^+$, $\Sigma(1385)^-$ и Ξ^- сопоставимы с сечениями, полученными в протонных экспериментах.

Измерены полные ширины резонансов $\Sigma(1385)^+$, $\Sigma(1385)^-$ и $\Xi(1530)^0$ (табл.1).

Получены значения параметров n и b для использованной параметризации (17) (табл.2).

Авторы признательны А.Н. Сисапяну и Н.Е. Тюрину за постоянную поддержку настоящей работы, Ц.В. Чешкову – за полезные обсуждения и предложения.

Литература

- [1] R.L. Eisner et al. *Nucl.Phys.*, B123 (1977) 361.
- [2] H. Fesefeldt et al. *Nucl.Phys.*, B147 (1979) 317.
- [3] K. Jaeger et al. *Phys.Rev.*, D11 (1975) 1756.
- [4] H. Biggild et al. *Nucl.Phys.*, B57 (1973) 77.
- [5] D. Blumenfeld et al. *Nucl.Phys.*, B125 (1977) 253.
- [6] M. Alston et al. *Phys.Rev.Lett.*, 35 (1975) 142.
- [7] J.W. Chapman et al. *Phys.Lett.*, 47B (1973) 465.

- [8] D. Brick et al. *Nucl.Phys.*, B164 (1980) 1.
- [9] A. Sheng et al. *Phys.Rev.*, D11 (1975) 1733.
- [10] F.T. Dao et al. *Phys.Rev.Lett.*, 30 (1973) 1151.
- [11] R.D. Kass et al. *Phys.Rev.*, D20 (1979) 605.
- [12] K. Bockmann et al. *Nucl.Phys.*, B143 (1978) 395.
- [13] К. Боголюбовский и др. *ЯФ*, 50 (1989) 424.
- [14] D.Brick et al. *Phys.Rev.*, D25 (1982) 2248.
- [15] T. Aziz et al. *Z.Phys*, C30 (1986) 381.
- [16] H. Kichimi et al. *Phys.Rev*, D20 (1979) 37.
- [17] R.E. Ansorge et al. *Nucl.Phys.*, B103 (1976) 509.
- [18] K. Alpgard et al. *Nucl.Phys.*, B103 (1976) 234.
- [19] J. Bartke et al. *Nuovo.Cim.*, 29 (1963) 8.
- [20] А.Н. Алеев и др. *ЯФ*, 44 (1986) 661.
- [21] M.I. Adamovich at al. *Z.Phys C*, 76 (1997) 35.
- [22] А.Н.Алеев и др. *Препринт ОИЯИ* P13-94-312 (Дубна, 1994).
- [23] А.Н. Алеев и др. *ПТЭ*, 42 (1999) 481.
- [24] А. Бонюшкина и др. *Сообщение ОИЯИ* P1-93-168 (Дубна, 1993).
- [25] А.И. Зинченко и др. *ИФВЭ АН РК*, 92-01 (Алма-Ата, 1992).
- [26] Review of Particle Physics. *Eur.Phys.Jour.*, C15 (2000).
- [27] T.Sjöstrand *Computer Physics Commun.*, 82 (1994) 74.
- [28] J.F. Gunion *Phys.Lett.*, 88B (1979) 150.
- [29] Г.А. Аралбаева и др. *Сообщение ОИЯИ* P1-93-85 (Дубна, 1993).
- [30] F. James *Minuit Reference Manual*, D506 (CERN, 1994).
- [31] А.В.Кайдalov, О.И.Рискunova *Z.Phys. C*, 30 (1986) 145.

Рукопись поступила в издательский отдел
17 мая 2001 года.

Алеев А.Н. и др.

Д1-2001-98

Инклюзивное рождение гиперонов в nC -взаимодействиях

Измерены сечения инклюзивного рождения гиперонов Λ^0 , Ξ^- и гиперонных резонансов $\Sigma(1385)^\pm$, $\Xi(1530)^0$ в нейтрон-углеродных взаимодействиях при средней энергии нейтронов ~ 51 ГэВ. Определены экспериментальные значения параметров использованной параметризации дифференциального сечения $(1-|x_F|)^n e^{-bp_t^2}$, где x_F — переменная Фейнмана, p_t — поперечный импульс. Проведено сравнение полученных результатов с предсказаниями модели кваркового счета и результатами других экспериментов.

Работа выполнена в Лаборатории физики частиц ОИЯИ при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 00-07-90148.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2001

Перевод авторов

Aleev A.N. et al.

D1-2001-98

Inclusive Production of Hyperons in nC Interactions

Inclusive production cross-sections of hyperons Λ^0 , Ξ^- and hyperon resonances $\Sigma(1385)^\pm$, $\Xi(1530)^0$ have been measured in neutron-carbon interactions at ~ 51 GeV mean energy of neutrons. The experimental parameter values of used differential cross-section parametrization $(1-|x_F|)^n e^{-bp_t^2}$, where x_F is Feynman variable, p_t is transverse momentum, have been defined. The obtained results have been compared with the predictions of quark counting rules and existing experimental data.

The investigation has been performed at the Laboratory of Particle Physics, JINR, and supported by the Russian Foundation for Basic Research, Project No. 00-07-90148.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2001

Редактор Е.Ю.Шаталова. Макет Н.А.Киселевой

Подписано в печать 04.06.2001
Формат 60 × 90/16. Офсетная печать. Уч.-изд. л. 1,8
Тираж 260. Заказ 52689. Цена 2 р. 16 к.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Дубна Московской области