

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

3353/82

19/7-82

P1-82-353

РОЖДЕНИЕ ГИПЕРОНОВ  
В  $n\bar{c}$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ  
В ПУЧКЕ НЕЙТРОНОВ  
С ИМПУЛЬСОМ  $\sim 40$  ГэВ/с

Сотрудничество: Берлин–Будапешт–Дубна–  
Москва–Прага–София–Тбилиси

Направлено в журнал "Ядерная физика"  
и на XXI Международную конференцию  
по физике высоких энергий  
/Париж, июль 1982 г./

1982

А.Н.Алеев, В.А.Арефьев, В.П.Баландин, В.К.Бирулев,  
Т.С.Григалашвили, Б.Н.Гуськов, И.М.Иванченко, И.Н.Какурин,  
Н.Н.Карпенко, Д.А.Кириллов, И.Г.Косарев, В.Р.Крастов,  
Н.А.Кузьмин, Б.А.Кулаков, М.Ф.Лихачев, А.Л.Любимов,  
А.Н.Максимов, А.Н.Морозов, Нгуен Монг Зао, 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,  
В.Д.Чолаков, А.С.Чвыров  
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

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  
Научно-исследовательский институт физики высоких энергий ТГУ,  
Тбилиси

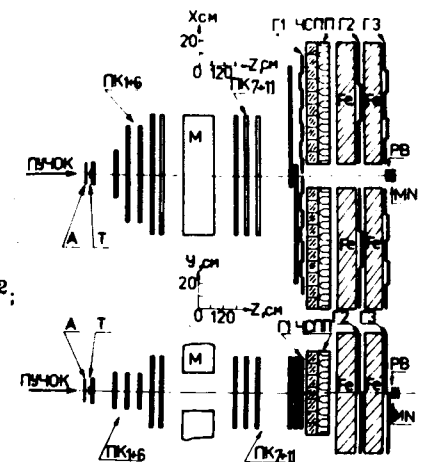
Т.В.Гвахария  
Специальное конструкторское бюро научного приборостроения  
АН ГССР, Тбилиси

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В работе приводятся результаты исследования рождения странных барионов со странностями от  $-3$  до  $+2$  в нейтрон-углеродных взаимодействиях в пучке нейтронов со средним импульсом  $\approx 40$  ГэВ/с. Экспериментальные данные получены для барионов  $\Lambda^0$ ,  $\Sigma^{\pm}(1385)$ ,  $\Xi^0(1530)$ ,  $\Omega^-$  и для антибарионов  $\bar{\Lambda}^0$ ,  $\bar{\Sigma}^+(1385)$ ,  $\bar{\Xi}^0$ . Кинематическая область в эксперименте была ограничена значениями  $x > 0,1 \pm 0,3$   $/x = 2P_L^*/\sqrt{s}$  - фейнмановская переменная/ и значениями поперечного импульса  $P \leq 1$  ГэВ/с/. Эксперимент был выполнен с помощью спектрометра БИС-2 ОИЯИ на канале 4Н серпуховского ускорителя.

Схема экспериментальной установки приведена на рис.1. В состав спектрометра входили: анализирующий магнит с апертурой  $100 \times 29$  см<sup>2</sup> и интегралом магнитного поля 21,3 кгсм; многопроволочные пропорциональные камеры /ПК/; годоскопы сцинтилляционных и черенковских счетчиков; соответствующая электроника для обработки информации с детекторов и передачи данных на ЭВМ ЕС-1040. Подробное описание аппаратуры дано в работе /1/. При изучении сечения рождения гиперонов для запуска установки использовалась информация с ПК и годоскопа сцинтилляционных счетчиков Г1 /см. рис.1/.

Рис.1. Схема экспериментальной установки: М - магнит; ПК - пропорциональные камеры; А - антисовпадательный счетчик; Т - углеродная мишень,  $6,24$  г/см<sup>2</sup>; Г - годоскопы сцинтилляционных счетчиков /Г2 и Г3 - счетчики  $\mu$ -детектора/; ЧСПШ - годоскоп черенковских счетчиков полного поглощения; MN - нейтронный монитор.



Импульсный спектр нейтронного пучка по форме был близок к гауссовому с параметрами  $\langle r \rangle = 40$  ГэВ/с,  $\sigma = 15$  ГэВ/с. Средняя интенсивность пучка за цикл составила  $10,7 \pm 0,3 \cdot 10^6$  нейтронов.

В разделе 2 приведено описание системы запуска /триггера/ и экспериментальных массовых спектров. В разделе 3 излагается методика определения эффективности установки. В 4 разделе приведены инвариантные дифференциальные сечения. В 5 описывается извлечение инклюзивных сечений из экспериментальных данных и в 6 разделе приводится сравнение полученных сечений с результатами других экспериментов.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО ПОЛУЧЕННЫЕ МАССОВЫЕ СПЕКТРЫ

Для использования информации с ПК в триггере установки сигналы с ряда проволок в X-плоскостях камер объединялись по схеме "ИЛИ" в годоскопические элементы. Размеры этих элементов в ПК1 - 0,2 см, ПК2 - 2,0 см и в остальных камерах - 8,0 см.

Для запуска установки требовалось одновременное срабатывание следующего числа годоскопических элементов:

$$N/ПК1 \geq 1; N/ПК2 \geq 2; N/ПК6, Г1 \geq 3; N/ПК8, ПК10+ПК11 \geq 4.$$

Характерное число триггеров было равным  $\approx 50$ /цикл, при этом среднее число заряженных треков в событии - 4. Всего было проанализировано  $5,1 \cdot 10^6$  событий. При восстановлении событий искали события с нейтральной вилкой, которую можно было отнести к  $\Lambda^0$ ,  $K^0$  или  $\bar{\Lambda}^0$ . При реконструкции вилок и восстановлении вершины события для уменьшения фона вводились ограничения на:

- 1/ расстояние наибольшего сближения треков  $\approx 0,6$  см;
- 2/ z-координату вершины резонанса, которая должна была быть в интервале  $|z - z_T| < 20$  см, где  $z_T$  - координата центра мишени, равная -472 см;
- 3/ z-координату вершины стабильной частицы:  $z_T + 12 < z < z_T + 202$  /распадный объем/;
- 4/ массу  $\Lambda^0$  -  $|M_{p\pi^-} - M_{\Lambda^0}| < 3,5$  МэВ/с<sup>2</sup>.

Дополнительные кинематические обрезания были использованы при восстановлении событий с  $\Omega^-$ . Геометрические и кинематические обрезания приводят к уменьшению числа полезных событий. Соответствующие поправки для расчета сечений в виде весовых множителей W приведены в табл.1.

Извлечение полезного сигнала для резонансов  $\Sigma^\pm(1385)$  и  $\bar{\Sigma}^\pm(1385)$  проводилось на основе фитирования экспериментального массового спектра с помощью формулы Брейта-Вигнера<sup>2/</sup>. Для других гиперонов использовалось гауссовское распределение. В табл.1 приведены значения масс и ширин исследуемых гиперонов вместе с величиной полезного сигнала.

Экспериментальные параметры для наблюдаемых гиперонов.  
Сигнал - число полезных событий над фоном

Гиперон	Масса МэВ/с <sup>2</sup>	Ширина МэВ/с <sup>2</sup>	Сигнал	W	$\epsilon_{\text{пол}}/10^{-4}$
$\Lambda^0$	$1115,5 \pm 0,2$	$3,6 \pm 0,4$	$56400 \pm 2700$	$1,68 \pm 0,05$	4,44
$\Sigma^+(1385)$	$1386,1 \pm 1,5$	42	$1800 \pm 200$	$1,94 \pm 0,11$	4,11
$\Sigma^-(1385)$	$1386,8 \pm 0,9$	47	$5200 \pm 500$	$1,99 \pm 0,10$	7,79
$\Sigma^0(1530)$	$1321,0 \pm 0,3$	$6,4 \pm 0,4$	$390 \pm 30$	$2,87 \pm 0,19$	7,59
$\Omega^-$	$1528,6 \pm 3,3$	$18 \pm 8$	$35 \pm 10$	$3,4 \pm 0,7$	3,50
$\Xi^0$	$1669,7 \pm 2,2$	$9,2 \pm 5,0$	$40 \pm 10$	$3,0 \pm 0,7$	6,03
$\Xi^+$	$1115,8 \pm 0,2$	$4,0 \pm 0,2$	$420 \pm 30$	$2,12 \pm 0,1$	3,31
$\Xi^0(1385)$	$1381,8 \pm 6,6$	42	$75 \pm 25$	$2,3 \pm 0,5$	2,61
$\Xi^+$	-	-	$13 \pm 5$	$3,2 \pm 0,8$	1,90

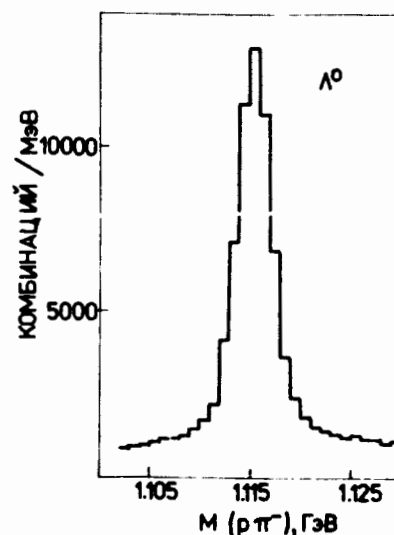
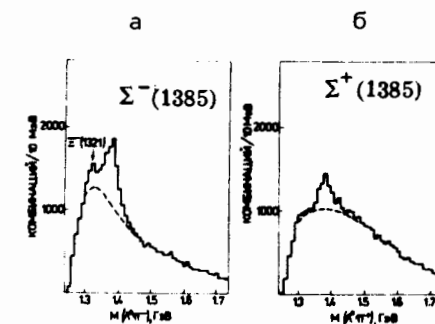


Рис.2. Экспериментальный массовый спектр  $\Lambda^0 \pi^- (\Lambda^0)$ .

Рис.3. Экспериментальный массовый спектр  $\Lambda^0 \pi^- (\Sigma^-(1385))$  /а/ и  $\Lambda^0 \pi^+ (\Sigma^+(1385))$  /б/.



На рис.2+4 приведены экспериментальные массовые спектры для  $\Lambda^0$ ,  $\Sigma^\pm(1385)$  и  $\Xi^-$ .

Сигнал для  $\Omega^-$  наблюдается лишь при дополнительных обрезаниях по переменным  $q_\perp$  и  $q_\parallel$ , где  $a = (P_L^{(1)} - P_L^{(2)}) / (P_L^{(1)} + P_L^{(2)})$ ;  $P_L^{1,2}$  - продольный и  $q_\perp$  - поперечный импульсы распадающихся частиц 1 и 2 в лабораторной системе. На указанных переменных наложены условия:  $a < 0,6$ ;  $q_\perp > 100$  МэВ/с. Эти ограничения исключают

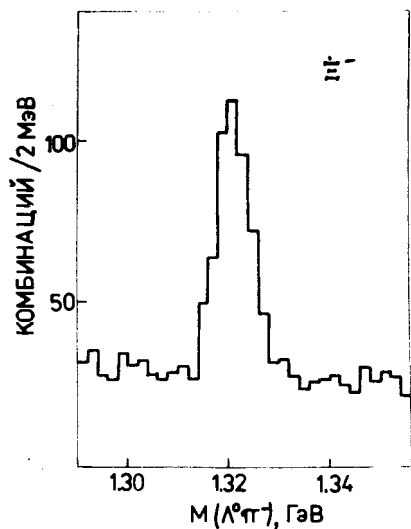


Рис.4. Экспериментальный массовый спектр  $\Lambda^0 \pi^- (\Xi^-)$ .

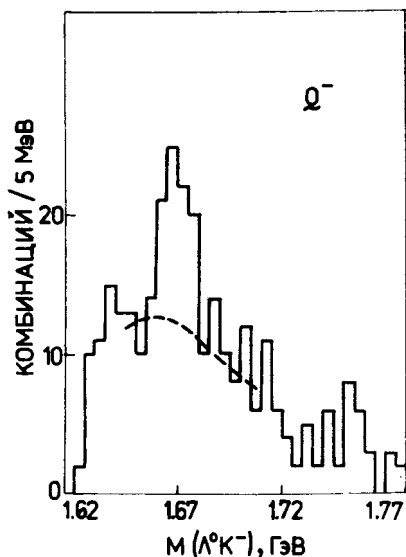


Рис.5. Экспериментальный массовый спектр  $\Lambda^0 K^- (\Omega^-)$ .

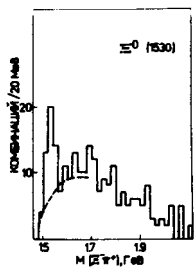


Рис.6. Экспериментальный массовый спектр  $\Xi^0 \pi^+ (\Xi^0 (1530))$ .

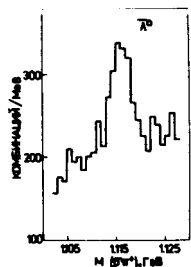


Рис.7. Экспериментальный массовый спектр  $\Xi^0 \pi^+ (\Lambda^0)$ .

для  $\Omega^-$  возможное кинематическое отражение от сигнала  $\Xi^-$ . На рис.5 приведено массовое распределение для  $\Omega^-$ . На рис.6 и 7 - массовые спектры для  $\Xi^0 (1530)$  и  $\Lambda^0$ . Из спектра для  $\Lambda^0$  исключены события, которые могут быть интерпретированы как  $K^0$ . Массовые спектры для антибарионов  $\Sigma^+$  и  $\Xi^-$  приведены на рис.8 и 9. Сигнал для  $\Sigma^-$  в нашей работе не наблюдался.

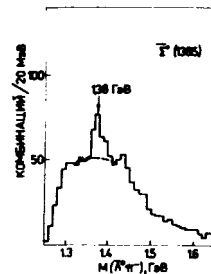


Рис.8. Экспериментальный массовый спектр  $\Lambda^0 \pi^- (\Sigma^+ (1385))$ .

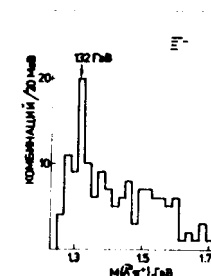
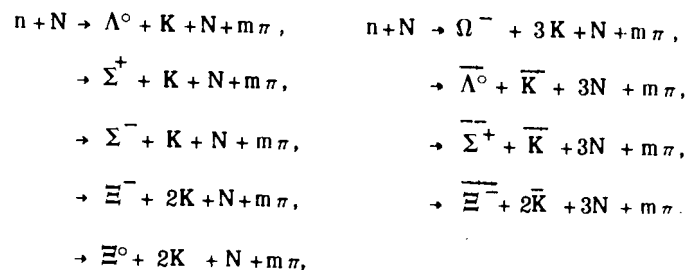


Рис.9. Экспериментальный массовый спектр  $\Lambda^0 \pi^+ (\Xi^-)$ .

### 3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ УСТАНОВКИ

С учетом спектра нейтронов методом Монте-Карло были разыграны следующие реакции:



где  $N = p$  или  $n$ ;  $K = K^+$  или  $K^0$ ;  $\bar{K} = K^-$  или  $K^0$ ;  $\pi = \pi^+$ ,  $\pi^-$  или  $\pi^0$ . Число  $\pi$ -мезонов менялось в интервале  $0 \leq m \leq 14$ .

Для учета множественности была принята модель <sup>4/</sup>. Полная множественность параметризовалась формулой <sup>5/</sup>:

$$P(n) = \frac{d}{D} \cdot e^{-d} \frac{d^{2d(n-\langle n \rangle + dD)/D}}{\Gamma[d(n-\langle n \rangle + dD)/D + 1]}$$

с  $d=1,8$ .  $P(n)$  - вероятность конечного состояния с  $n$  частицами и дисперсией  $D$ . Средняя множественность  $\langle n \rangle$  в зависимости от энергии вычислялась по формуле

$$\langle n \rangle = (3,97 \pm 0,04) + (2,55 \pm 0,01) \ln s + (6,47 \pm 0,5) / \sqrt{s}.$$

Модель удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными в  $pp$ -рассеянии при энергиях 19,24 и 69 ГэВ/с <sup>6/</sup>.

Для моделирования кинематики реакций использовался алгоритм продольного фазового пространства (LPS), развитый в работе <sup>7/</sup>. При этом  $P_{\perp}^2$  - спектр описывался формулой

$$dN/dp_{\perp}^2 \sim \exp(-5p_{\perp}^2), \quad p_{\perp} - \text{в ГэВ/с.}$$

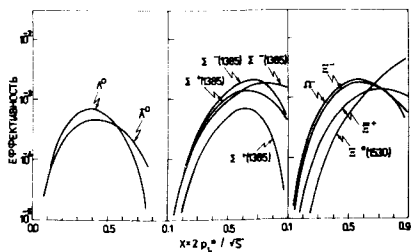


Рис.10. Эффективность установки в зависимости от фейнмановской переменной X для инклюзивного рождения гиперонов.

Спектр частиц по продольным импульсам удовлетворительно описывает экспериментальные данные при 24 ГэВ/с в работе <sup>16/</sup>. Спектр  $\Lambda^0$  по  $P_L$ , полученный в нашей работе, удовлетворительно согласуется с предсказанным по модели LPS.

При моделировании методом Монте-Карло учитывались: геометрические размеры счетчиков, ПК и магнита; время жизни гиперонов; эффективность ПК; пространственное разрешение ПК; многократное рассеяние заряженных частиц; условия, налагаемые триггером установки.

Эффективность установки определялась по отношению числа событий, которые могли быть восстановлены программой геометрической реконструкции, к полному числу моделированных событий. Таким образом была получена эффективность в зависимости от продольного и поперечного импульсов и фейнмановской переменной x. Зависимость эффективности установки от x для разных реакций приведена на рис.10.

#### 4. ИНВАРИАНТНЫЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ

В этом разделе дается описание продольных  $P_{LAB}$  и поперечных  $P_{\perp}$  импульсных спектров рождения для  $\Lambda^0$ ,  $\Sigma^{\pm}(1385)$ ,  $\bar{\Lambda}^0$  и  $\Xi^{\pm}$ . Количественное описание продольного спектра можно получить с помощью инвариантной структурной функции F(x):

$$F(x) = \int dp_{\perp}^2 \frac{2E^*}{\pi\sqrt{s}} \frac{d^2\sigma}{dx dp_{\perp}^2}$$

В соответствии с правилом размерного счета <sup>18/</sup> или реджевским объяснением <sup>19/</sup> функция F(x) параметризуется степенным законом

$$F(x) = (1-x)^N$$

Инвариантный продольный спектр  $H(p_{LAB})$  связан с F(x) интегрированием по спектру нейтронного пучка:

$$H(p_{LAB}) = \int ds \cdot w(s) F(x)$$

Значения показателей степени N для структурной функции F(x)

Процесс	Степень N	
	Модель	Эксперимент
$\Lambda^0$	1	$0,9 \pm 0,3$
$\Lambda^0 \rightarrow \Sigma^+(1385)$	3	$2,9 \pm 0,5$
$\Lambda^0 \rightarrow \Sigma^-(1385)$	1	$1,1 \pm 0,4$
$\Lambda^0 \rightarrow \Xi^0$	3	$1,9 \pm 0,4$
$\Lambda^0 \rightarrow \Xi^-$	5	$5,4 \pm 0,7$

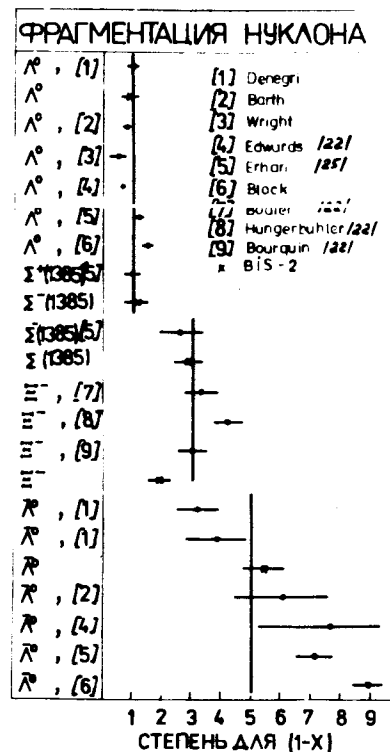
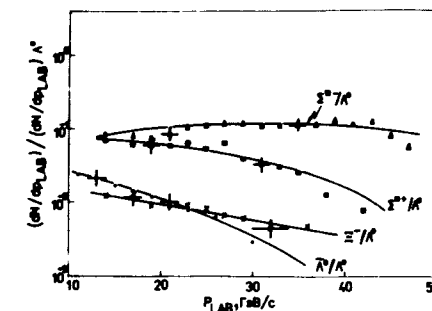


Рис.11. Значения показателя N для инклюзивного рождения гиперонов.

Рис.12. Сравнение продольных спектров.



Подставляя для  $F(x)$  степенную зависимость  $(1-x)^N$ , получаем фит экспериментального распределения  $N(p_{LAB})$ . При этом предполагалось, что  $P_{\perp}^2 = \langle P^2 \rangle = 0,35 / \text{ГэВ}/c^2$ .

В табл.2 приведены экспериментальные значения  $N$  вместе с теоретическими величинами, полученными на основании модели глюонного обмена<sup>/10/</sup>. На рис.11 наши значения  $N$  сравниваются с данными, полученными в других экспериментах в области фрагментации протона.

При рождении  $\Lambda^0$  структурная функция практически не зависит от энергии, в то время как для  $\bar{\Lambda}^0$   $N$  изменяется от  $N=3 \div 4$  при  $32 \text{ ГэВ}/c^{11/}$  до  $N=10$  при  $\sqrt{s} = 63 \text{ ГэВ}/c^{12/}$ . Для  $\Sigma^{\pm}(1385)$  и  $\Xi^-$  нет достаточного количества данных при наблюдении энергетической зависимости. Вертикальные линии на рис.11 соответствуют модельным предсказаниям<sup>/10/</sup>.

На рис.12 приведено сравнение продольных спектров гиперонов.  $\Lambda^0$ ,  $\Sigma^-(1385)$  имеют подобные спектры, в то время как спектры  $\Sigma^+(1385)$  и  $\Xi^-$  спадают значительно быстрее.  $\bar{\Lambda}^0$  рождается преимущественно с малыми продольными импульсами.

Таблица 3

Значения наклонов  $V$  для поперечных импульсных спектров, полученные в нашей и других работах

Реакция	$nC$	PP/I3/	PP/I4/	PP/I5/	PP/I8/	PP/I3/
Импульс ГэВ/с	40	147	205	405	40	147
$V(\bar{\Lambda}^0)(\text{ГэВ}/c)^{-2}$	$3,4 \pm 0,4$	$2,9 \pm 0,7$	$2,7 \pm 0,7$	$3,3 \pm 0,4$	$4,7 \pm 0,9$	$4,2 \pm 0,1$
Реакция	$nC$	PP/6/	PP/15/	KP/16/	KP/16/	PP/19/
Импульс ГэВ/с	40	24	405	10	16	16
$V(\Sigma^+)(\text{ГэВ}/c)^{-2}$	$3,0 \pm 0,4$	$3,0 \pm 0,4$	$3,34 \pm 0,46$	$3,2 \pm 0,3$	$2,8 \pm 0,4$	$2,8 \pm 0,4$
Реакция	$nC$	PP/I2/	PP/6/	PP/I5/	KP/I6/	KP/I6/
Импульс ГэВ/с	40	12	24	405	10	16
$V(\Xi^-)(\text{ГэВ}/c)^{-2}$	$2,6 \pm 0,4$	$2,5 \pm 0,7$	$2,2 \pm 0,7$	$3,13 \pm 0,52$	$3,0 \pm 0,4$	$2,9 \pm 0,8$
Реакция	$nC$	KP/20/	KP/I6/	KP/I6/		
Импульс ГэВ/с	40	8	10	16		
$V(\Xi^-)(\text{ГэВ}/c)^{-2}$	$2,7 \pm 0,5$	$3,09 \pm 0,03$	$3,1 \pm 0,2$	$2,6 \pm 0,1$		
Реакция	$nC$	PP/I3/	PP/I5/	KP/I7/	PP/I3/	
Импульс ГэВ/с	40	147	405	32	147	
$V(\bar{\Lambda}^0)(\text{ГэВ}/c)^{-2}$	$3,0 \pm 0,5$	$3,2 \pm 0,1$	$3,7 \pm 1,3$	$3,3 \pm 0,2$	$4,2 \pm 0,1$	

Подобный характер спектров хорошо описывается простой кварковой моделью<sup>/11/</sup>, объясняющей вид спектра числом общих валентных кварков рожденного гиперона и первичного нейтрона. Поперечные импульсные спектры  $P_{\perp}^2$  для всех частиц удовлетворяют экспериментальному закону

$$\frac{dN}{dp^2} = \exp(-B \cdot p_{\perp}^2)$$

с наклоном  $B \approx 3 / \text{ГэВ}/c^2$ .

В табл.3 приведены наши значения  $V$  и значения  $V$ , полученные в КР- и РР-экспериментах. Из таблицы видно, что наклон поперечного сечения слабо зависит от частицы ( $K^-, P, n$ ) пучка и от импульса первичного пучка.

## 5. ИНКЛЮЗИВНЫЕ СЕЧЕНИЯ

Нормировка всех инклюзивных сечений проводилась на полное сечение нейтронов на углероде  $\sigma_{nC}^{tot} = 331,1 \pm 8,6$  мб, измеренное в работе<sup>/21/</sup>.

Эффективность регистрации нейтрон-углеродных взаимодействий была получена при моделировании реакции  $p+N \rightarrow N+n$  с числом  $\pi$ -мезонов от 0 до 14, как описано в разделе 3. Результирующая эффективность  $\epsilon = 2,96 \cdot 10^{-4}$  вместе с полным числом триггеров установки  $N_{TRIG} = 5,1 \cdot 10^8$  и значением  $\sigma_{nC}^{tot}$  позволяет определить эффективную светимость  $L = 7,9 \pm 1,3 / 10^{34} \text{ см}^{-2}$ .

Сечение в области  $x > 0,2$  получено на основе использования значений

$$N_{\text{гип.}} \cdot L \cdot \epsilon_{\text{гип.}} = \sigma_{\text{гип.}} \cdot \frac{N_{\text{гип.}}}{L}$$

величина сигнала  $N_{\text{гип.}}$  получена с учетом весов  $w$ , средней эффективности  $\epsilon_{\text{гип.}}$  и парциальной вероятности распада /см.

табл.1/. Средняя эффективность  $\epsilon_{\text{гип.}}$  была вычислена по формуле

$$\epsilon_{\text{гип.}} = \int_{x_{\min}}^1 dx \cdot \epsilon(x) \frac{dN}{dx} / \int_{x_{\min}}^1 dx \frac{dN}{dx}$$

где  $\epsilon(x)$  - дифференциальная эффективность /рис.10/, а  $dN/dx$  - спектр рождения, полученный при использовании структурных функций  $F(x)$ . Значения  $N$  структурных функций  $\Lambda^0$ ,  $\Sigma^{\pm}(1385)$ ,  $\Xi^-$  и  $\bar{\Lambda}^0$  приведены в табл.2. Для  $\Xi^0(1530)$  использовалась структурная функция  $\Xi^-$ . Для всех антигиперонов была взята  $F(x)$  для  $\bar{\Lambda}^0$ . Структурная функция  $\Omega^- - F(x) \approx (1-x)^5$ .

Полученные таким образом сечения в области  $x > 0,2$  приведены в табл.4. Сечение экстраполировалось в полную кинематическую область. Для перехода от области  $x > 0,2$  к  $x > 0$  были использованы данные (РР-)<sup>/8,12-15/</sup> и (КР-)<sup>/24/</sup> экспериментов.  $x$  - распределения в этих работах дают следующие отношения сечений:

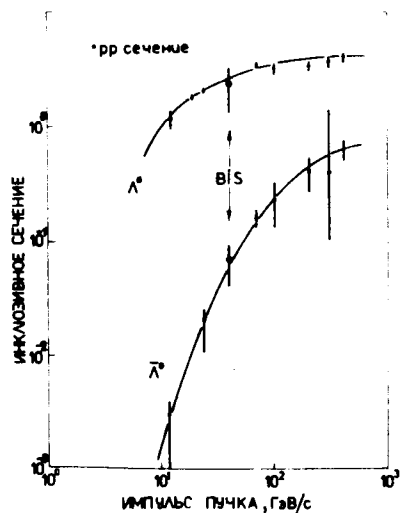
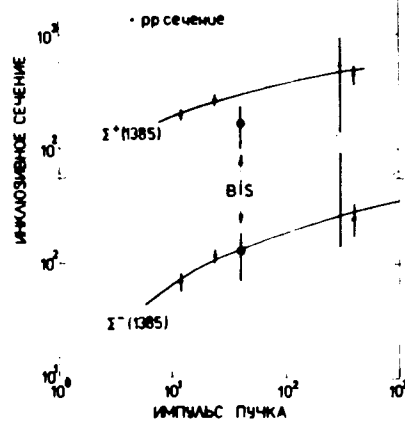
$$R = \sigma(0 < x < 0,2) / (\sigma(0 < x < 1))$$

ГИПЕРОНЫ	R
$\Lambda^0, \Sigma^-(1385)$	$R = 0,30 \pm 0,1$
$\Sigma^+(1385), \Xi^-, \Xi^0(1530)$	$R = 0,45 \pm 0,15$
$\Omega^-, \bar{\Lambda}^0, \bar{\Sigma}^+(1385), \bar{\Xi}^-$	$R = 0,70 \pm 0,2$

Таблица 4

Полные инклюзивные сечения рождения гиперонов

	Инклюзивные сечения (мб)			
	$x > 0,2$		$-1 < x < 1$	
$\Lambda^0$	4200±900	800±200	12000±5000	2300±1000
$\Sigma^+(1385)$	190±50	40±10	730±300	140±60
$\Sigma^-(1385)$	300±70	60±15	820±330	160±70
$\Xi^-(1530)$	30±6	5,5±1,5	110±40	20±10
$\Xi^0(1530)$	10±4	2,0±1,0	35±20	7±4
$\Omega^-$	4±2	0,7±0,4	25±15	5±3
$\bar{\Lambda}^0$	55±15	10±3	350±130	70±30
$\bar{\Sigma}^+(1385)$	15±7	3,0±1,5	100±50	20±10
$\bar{\Xi}^-$	4±2	0,8±0,4	30±15	5±3
	углерод	нуклон	углерод	нуклон

Рис.13. Инклюзивные сечения рождения  $\Lambda^0$  и  $\bar{\Lambda}^0$ .Рис.14. Инклюзивные сечения рождения  $\Sigma^\pm(1385)$ .

Для перехода к области  $-1 < x < 1$  предполагалось, что сечения для  $x > 0$  и  $x < 0$  равны. Для  $\Sigma^\pm(1385)$  средняя величина сечений  $\Sigma^-$  и  $\Sigma^+$  бралась для задней полусферы.

Наконец, переход к сечению на нуклоне осуществлялся по формуле

$$\sigma_{nN} = \sigma_{nA} / A^\alpha,$$

$\alpha = 2/3$  для всех реакций.

Полученные таким образом инклюзивные сечения для области  $-1 < x < 1$  приведены в табл.4.

## 6. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ ДАННЫХ

На рис.13 приведены наши данные для  $\Lambda^0$  и  $\bar{\Lambda}^0$  вместе с результатами работ /6,12-15/ в PP-экспериментах. Полученные нами сечения хорошо укладываются в энергетическую зависимость сечений  $\Lambda^0$  и  $\bar{\Lambda}^0$  в PP-рассеянии. Разная энергетическая зависимость для  $\Lambda^0$  и  $\bar{\Lambda}^0$  свидетельствует о разном механизме их рождения. Крутой рост с энергией сечения  $\bar{\Lambda}^0$  говорит о росте рождения барион-антибарионных пар в указанной области энергий. Следует ожидать подобного поведения сечения для других антибарионов. Пологая энергетическая зависимость для  $\Lambda^0$  говорит о важности дифракционного процесса при рождении этих частиц.

Поскольку рождению  $\Sigma^+(1385)$  в области фрагментации протона соответствует рождение  $\bar{\Sigma}^-(1385)$  для фрагментации нейтрона, мы ожидаем следующей связи сечений:

$$\sigma_{pp}(\bar{\Sigma}^\pm(1385)) \approx \frac{3}{2} \sigma_{nN}(\Sigma^\mp(1385)) - \frac{1}{2} \sigma_{nN}(\Sigma^\pm(1385)).$$

Используя это соотношение, получаем из наших данных

$$\sigma_{pp}(\Sigma^+(1385)) = 170 \pm 70 \text{ мб},$$

$$\sigma_{pp}(\Sigma^-(1385)) = 130 \pm 60 \text{ мб}.$$

На рис.14 значения наших сечений приведены вместе с сечениями в PP-экспериментах с импульсами первичного пучка 12; 24; 300 и 405 ГэВ/с /12,6,23,15/ соответственно.

Для антигиперонов сечения известны с малой точностью. Так, из работ /23,15/ соответственно

$$\sigma_{pp}(\bar{\Sigma}^\pm(1385)) = 450 \pm 340 \text{ мб};$$

$$\sigma_{pp}(\bar{\Xi}^\pm(1385)) = 250 \pm 80 \text{ мб}.$$

Сравнение с нашим результатом  $\sigma_{nN}(\Sigma^+(1385)) = 20 \pm 10$  мб указывает на сильную энергетическую зависимость этих сечений. Сечения  $\Xi^-$  получены для малых энергий 10 и 19 ГэВ/с в PP-взаимодействиях и при 10-24 ГэВ/с в пр-взаимодействиях в рабо-

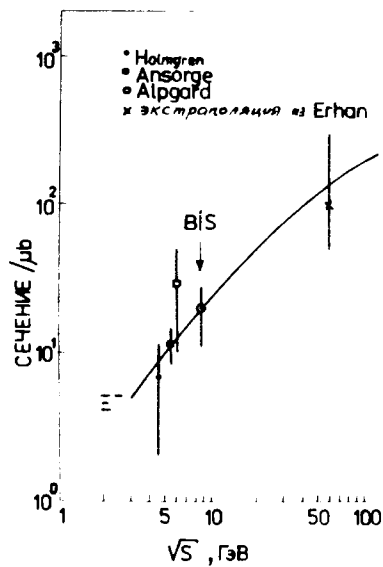


Рис.15. Инклюзивные сечения рождения  $\Xi^-$ .

тах<sup>/24/</sup>. При  $\sqrt{s}=53$  и  $62$  ГэВ сечения  $\Xi^-$  измерены в области  $x > 0,4$ <sup>/5/</sup>. Для полной кинематической области можно ожидать, что в этой работе

$$50 \text{ мб} < \sigma_{pp}(\Xi^-) < 300 \text{ мб}.$$

Наши данные по  $\Xi^-$  совместно с результатами этих работ приведены на рис.15. Сечение рождения  $\Xi^0(1530)$  не было измерено в нуклонных взаимодействиях. Однако возможно сравнение отношения

$$R = \sigma(\Xi^-) / \sigma(\Xi^0(1530))$$

с данными, полученными в  $K^-P$ -экспериментах<sup>/16/</sup>. В наших измерениях  $R = 3 \pm 2$ . В работах<sup>/16/</sup> при  $10$  и  $16$  ГэВ/с получили соответственно  $R = 4,0 \pm 0,8$  и  $R = 4,2 \pm 0,8$ . Из сравнения результатов работы<sup>/26/</sup> по рождению  $\Xi^-$  в  $PP$ -взаимодействии с  $\sqrt{s} = 21,2$  ГэВ, где  $\sigma_{pp}(\Xi^-) = 120 \pm 20$  мб, с нашим результатом  $\sigma_{nN}(\Xi^-) = 5 \pm 3$  мб можно ожидать сильной энергетической зависимости данного сечения.

Сечение рождения  $\Omega^-$

$$\sigma_{nN}(\Omega^-) = 5 \pm 3 \text{ мб}$$

в нуклонных взаимодействиях получено впервые в нашем эксперименте. В работах<sup>/16/</sup> при  $10$  и  $16$  ГэВ/с в  $K^-P$ -взаимодействии получены соответственно

$$\sigma_{K^-P}(\Omega^-) = 5,2 \pm 1,3 \text{ мб} \text{ и } \sigma_{K^-P}(\Omega^-) = 3,2 \pm 1,2 \text{ мб}.$$

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Айхнер Г. и др. ОИЯИ, 13-10524, Дубна, 1977; Айхнер Г. и др. ОИЯИ, 1-80-644, Дубна, 1980; Алеев А.Н. и др. ОИЯИ, 1-81-67, Дубна, 1981.
2. Jackson J.D. Nuovo Cimento, 1964, 34, p.1644.
3. Podolanki J., Armenteros R. Philos.Mag., 1954, 45, p.13.
4. Bardadin-Otwinowska M. et al. Acta Phys.Pol., 1973, B4, p.561.
5. Czyzewski O., Rybicki K. Nucl.Phys., 1972, B47, p.633.

6. Boggild H. et al. Nucl.Phys., 1973, B57, p.77; Böckmann K. et al. Nucl.Phys., 1978, B143, p.395; Amosov V.V. et al. Nucl.Phys., 1976, B115, p.269.
7. Pene O., Krzywicki A. Nucl.Phys., 1969, B12, p.415.
8. Matveev V.A. et al. Nuovo Cim., 1973, 7, p.719. Brodsky S.J., Gunion J.F. Phys.Rev., 1978, D17, p.848.
9. Chliapnikov P.V. et al. Nucl.Phys., 1979, B148, p.400.
10. Gunion J.F. Phys.Lett., 1979, 88B, p.150.
11. Satz H. Phys.Lett., 1967, 25B, p.220; Anisovich V.V., Shekter V.M. Nucl.Phys., 1973, B55, p.455.
12. Blobel V. et al. Nucl.Phys., 1974, B69, p.454.
13. Brick P. et al. Nucl.Phys., 1980, B164, p.1.
14. Charlton G. et al. Phys.Rev.Lett., 1973, 30, p.574.
15. Kichimi H. et al. Phys.Rev., 1975, D20, p.37.
16. Gräsler H. et al. Nucl.Phys., 1977, B118, p.189; Sikel P. et al. Nucl.Phys., 1979, B159, p.125.
17. Gensch U. et al. Nucl.Phys., 1980, B173, p.154.
18. Ljung D. et al. Phys.Rev., 1977, D15, p.3163.
19. Lowsky J. Thesis Bonn University, Bonn-1R-76-33, 1976.
20. Banbillier M. et al. Nucl.Phys., 1979, B148, p.18.
21. Jones L.W. et al. Phys.Rev.Lett., 1974, 33, p.1440.
22. Bodier J. et al. Phys.Lett., 1972, 39B, p.414; Hungerbuhler V. et al. Phys.Rev., 1975, D12, p.1203; Bourquin M. et al. Nucl.Phys., 1979, B153, p.13; Edwards R.T. et al. Phys.Rev., 1978, D18, p.76; Skubie P. et al. Phys.Rev., 1978, D18, p.3115.
23. Lopinto F. et al. Phys.Rev., 1980, D22, p.573.
24. Holgren S.O. et al. Nuovo Cim., 1967, 51A, p.305; Alpgard K. et al. Nucl.Phys., 1976, B103, p.234; Ansorge R.E. et al. Nucl.Phys., 1976, B103, p.509.
25. Erhan S. et al. Phys.Lett., 1979, 85B, p.447.
26. Bourquin M. et al. CERN Report EP/80/25, Geneva, 1980.

Рукопись поступила в издательский отдел  
17 мая 1982 года.



Алеев А.Н. и др.

P1-82-353

Рождение гиперонов в  $nC$ -взаимодействиях  
в пучке нейтронов с импульсом  $\sim 40$  ГэВ/с

Излагаются результаты исследования инклюзивного рождения гиперонов на углероде в пучке нейтронов с импульсом  $\sim 40$  ГэВ/с. Приведены экспериментально полученные массовые спектры выделенных  $\Lambda^0$ ,  $\Sigma^{\pm}(1385)$ ,  $\Xi^{-}$ ,  $\Xi^0(1530)$ ,  $\Omega^{-}$ ,  $\Lambda^0$ ,  $\Sigma^{+}$ ,  $\Xi^{-}$ . Описан метод моделирования инклюзивного рождения гиперонов для определения эффективности их регистрации. Приводятся результаты фитирования экспериментальных импульсных спектров с помощью структурной функции  $F(x)=(1-x)^N$ . Излагается метод вычисления полных инклюзивных сечений рождения гиперонов и приводятся сечения для указанных выше гиперонов. Приводится сравнение сечений, полученных в данной работе, с сечениями из других экспериментальных работ.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Aleev A.N. et al.

P1-82-353

Hyperon Production in  $nC$ -Interactions  
in the Neutron Beam with  $\sim 40$  GeV/c Momentum

The results of inclusive production of hyperons in neutron-carbon interactions at a 40 GeV/c mean beam momentum are reported. The experimental mass spectra given for  $\Lambda^0$ ,  $\Sigma^{\pm}(1385)$ ,  $\Xi^{-}$ ,  $\Xi^0(1530)$ ,  $\Omega^{-}$ ,  $\Lambda^0$ ,  $\Sigma^{+}$ ,  $\Xi^{-}$ . The method of determining the registration efficiency of hyperons is described. The experimental mass spectra are fitted by the structure function  $F(x)=(1-x)^N$  with the Feynman  $x$ . The total cross sections for inclusive production of hyperons are compared with the results of other experimental works.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод Л.Н.Барабаш.