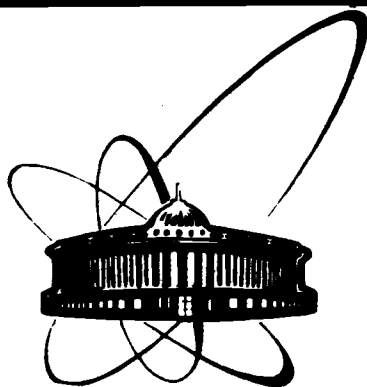


88-31



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P1-88-31

Крестев

РОЖДЕНИЕ Λ (1520)

В НЕЙТРОН-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

ПРИ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ ~ 40 ГэВ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1988

В.Р.Крастев, А.Н.Алеев, В.А.Арефьев, В.П.Баландин,
В.К.Бердышев, В.К.Бирулев, Т.С.Григалашвили, Б.Н.Гуськов,
А.И.Зинченко, И.И.Евсиков, У.И.М.Иванченко, И.Н.Какурин,
М.Н.Капишин, Н.Н.Карпенко, Д.А.Кириллов, И.Г.Косарев,
Н.А.Кузьмин, М.Ф.Лихачев, А.Л.Любимов, А.Н.Максимов,
А.Н.Морозов, П.В.Мойсенз, В.В.Пальчик, А.В.Позе, А.Прокеш,
Л.А.Слепец, М.Смижанска, Г.Г.Тахтамышев, К.Хиллер, А.С.Чвыров,
В.Д.Чолаков, В.В.Рыбаков
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Ю.Клабун, Х.Новак, Х.-Э.Рызек
Институт физики высоких энергий АН ГДР, Берлин - Цойтен

А.С.Белоусов, Я.Д.Ваздик, Е.Г.Девизин, М.В.Завертъяев,
В.А.Козлов, Е.И.Малиновский, С.Ю.Поташев, С.В.Русаков,
П.А.Смирнов, Ю.В.Соловьев, А.Р.Теркулов, А.М.Фоменко,
Л.Н.Штарков
Физический институт им.П.Н.Лебедева АН СССР, Москва

Т.Б.Проголова, Е.А.Чудаков
Научно-исследовательский институт ядерной физики ИГУ, Москва

М.Вецко, Я.Гладки, М.Новак
Физический институт ЧСАН, Прага

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

Д.Т.Бурилков, П.К.Марков, У.Г.Г.Султанов, П.Т.Тодоров,
Р.К.Траянов
Институт ядерных исследований и ядерной энергетики БАН, София

Л.Н.Абесалашвили, Н.С.Амаглобели, В.П.Джорджадзе,
Н.О.Кадагидзе, Р.А.Кватадзе, В.Д.Кекелидзе, Н.Л.Ломидзе,
Г.В.Мелитаури, Г.И.Никобадзе, Т.Г.Пицхелаури, Г.Т.Татишвили,
М.С.Чаргейшвили, Р.Н.Шанидзе
Институт физики высоких энергий ТГУ, Тбилиси

И.Вереш, П.Залан, Я.Пазони, Л.Сабо
Центральный институт физических исследований ВАН, Будапешт

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение механизмов образования странных частиц в адронных взаимодействиях имеет важное значение для развития теории сильных взаимодействий. Особый интерес представляют исследования рождения резонансов, поскольку, в отличие от стабильных и квазистабильных частиц, большинство из них образуется непосредственно в результате взаимодействия первичных частиц. Изучение характеристик их рождения может служить чувствительным тестом для некоторых теоретических моделей^{/1/}. Опубликованные к настоящему времени экспериментальные данные по рождению странных резонансов получены в ограниченной области энергий и в основном в пучках странных частиц. Рождение $\Lambda(1520)$ -резонанса в ну-клонных пучках было исследовано только в двух экспериментах: в pp -взаимодействиях^{/2/} при энергиях нейтронов 5,6 ГэВ и в pp -взаимодействиях^{/3/} на накопительных кольцах ISR при энергии $\sqrt{s} = 62,3$ ГэВ.

В данной работе приводятся результаты изучения инклюзивного образования $\Lambda(1520)$ нейтронами с энергией ~ 40 ГэВ на ядрах углерода, алюминия и меди. Используется тот же первичный материал, что и в экспериментах по изучению адронного рождения очарованных частиц^{/4,5/}, узких резонансов^{/6,7/} и ряда других гиперонов^{/8/}.

2. УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперимент выполнен с помощью спектрометра БИС-2^{/9/} в канале $4N^{10}$ серпуховского ускорителя. Импульсный спектр нейтронов канала $4N$ измерен несколькими способами^{/11,13/} /рис.1/. Интенсивность нейтронов составляла $(2 \pm 5) \cdot 10^6$ нейтронов/цикл ускорителя при длительности сброса 1 с. Фотонная компонента пучка подавлялась свинцовым поглотителем толщиной 10 см, расположенным перед очищающим магнитом. Доля долгоживущих нейтральных каонов в пучке не превышала 1,5%^{/9/}, а их импульсный спектр быстро падал с ростом p как^{/14/} $\sim \exp(-p/30)^3$, где p - импульс каона в ГэВ/с в л.с.к. Поэтому несмотря на то, что сечение рождения $\Lambda(1520)$ в каонном пучке выше, чем в нейтронном, примесь нейтральных каонов не является заметным источником рождения этого резонанса в данном эксперименте.

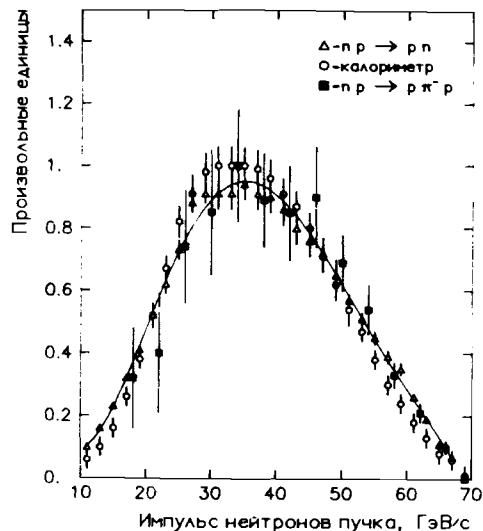


Рис.1. Импульсный спектр пучка нейтронов: Δ - данные из работы /11/, \circ - из работы /12/, \blacksquare - из работы /13/.

Схема расположения детекторов спектрометра БИС-2 многократно публиковалась /7,8,9/. Основу спектрометра составляли спектрометрический магнит СП-40 с сечением входного окна $90 \times 29 \text{ см}^2$, системы пропорциональных камер и сцинтилляционных годоскопов, нейтронный монитор. Информация с детекторов передавалась

в ЭВМ ЕС-1040. Более подробно описание аппаратуры дано в работах /9/.

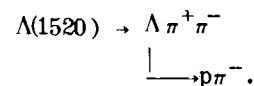
Для выработки сигнала запуска спектрометра использовались электронные схемы, анализирующие количество сигналов со сцинтилляционных годоскопов и пропорциональных камер /15/. Логика запуска требовала прохождения через детекторы не менее четырех заряженных частиц.

Экспериментальная информация получена в трех экспозициях спектрометра, которые различались мишенями и их расположением, полярностью магнитного поля спектрометрического магнита, расположением и размерами детекторов /пропорциональных камер/. Эти различия экспериментальных условий, обсужденные подробнее в работах /4,5/, позволили оценить возможные систематические ошибки. В первых двух экспозициях установки использовалась углеродная мишень, с помощью которой зарегистрировано $5,3 \cdot 10^6$ и $4,4 \cdot 10^6$ первичных взаимодействий соответственно. В третьей экспозиции углеродная, алюминиевая и медная мишени чередовались через каждые ~ 50 тысяч зарегистрированных на магнитной ленте событий. В этой экспозиции зарегистрировано всего $11,84 \cdot 10^6$ первичных взаимодействий. Толщины мишеней составляли $3,4 \cdot A^{1/3} \text{ г/см}^2$, где A - атомный вес ядер мишени.

Геометрическая реконструкция зарегистрированных в эксперименте событий осуществлялась с помощью программ /16/.

3. СПЕКТРЫ ИНВАРИАНТНЫХ МАСС

Резонанс $\Lambda(1520)$ выделялся в спектрах эффективных масс вторичных частиц по распаду



/1/

Заряженным частицам приписывались табличные значения масс. Для поиска резонанса были отобраны события, содержащие Λ и не менее одной положительно и одной отрицательно заряженных частиц. Λ выделялись среди "нейтральных вилок" (V^0). Требовалось, чтобы минимальные расстояния между траекториями частиц, образующих вилку, не превышали 1,0 см, а восстановленная вершина отстояла от центра мишени не менее чем на 10 см вдоль оси пучка нейтронов. На рис.2 в качестве примера приведен спектр инвариантных масс $M(p\pi^-)$ для V^0 , зарегистрированных в одной из экспозиций. Виден четкий сигнал, соответствующий массе Λ . Спектр аппроксимирован распределением Гаусса со средним значением массы $\Lambda(1115,4 \pm 0,2) \text{ МэВ/с}^2$ и $\sigma = 1,8 \text{ МэВ/с}^2$, что находится в хорошем согласии с результатами расчетов по методу Монте-Карло. За Λ принимались V^0 , у которых масса $M(p\pi^-)$ отличалась от табличного значения

массы Λ не более чем на 7 МэВ/с^2 . Фон под пиком в указанном интервале составлял не более 14%.

При отборе требовалось, чтобы восстановленная вершина взаимодействия, образуемая всеми траекториями вторичных частиц /включая Λ /, отстояла от центра мишени не более чем на $\pm 15 \text{ см}$ вдоль оси пучка нейтронов, а среднеквадратичное расстояние от этой вершины до всех траекторий частиц не превышало 1,0 см. Кроме того, требовалось, чтобы суммарная энергия системы $\Lambda \pi^+ \pi^-$ не превышала 65 ГэВ.

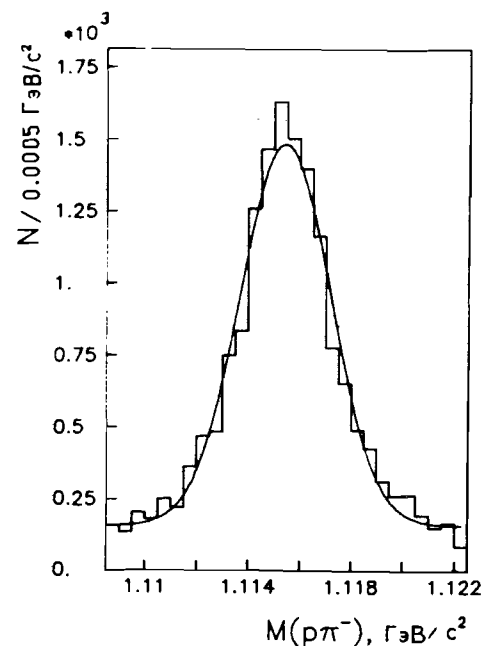


Рис.2. Спектр инвариантных масс $M(p\pi^-)$.

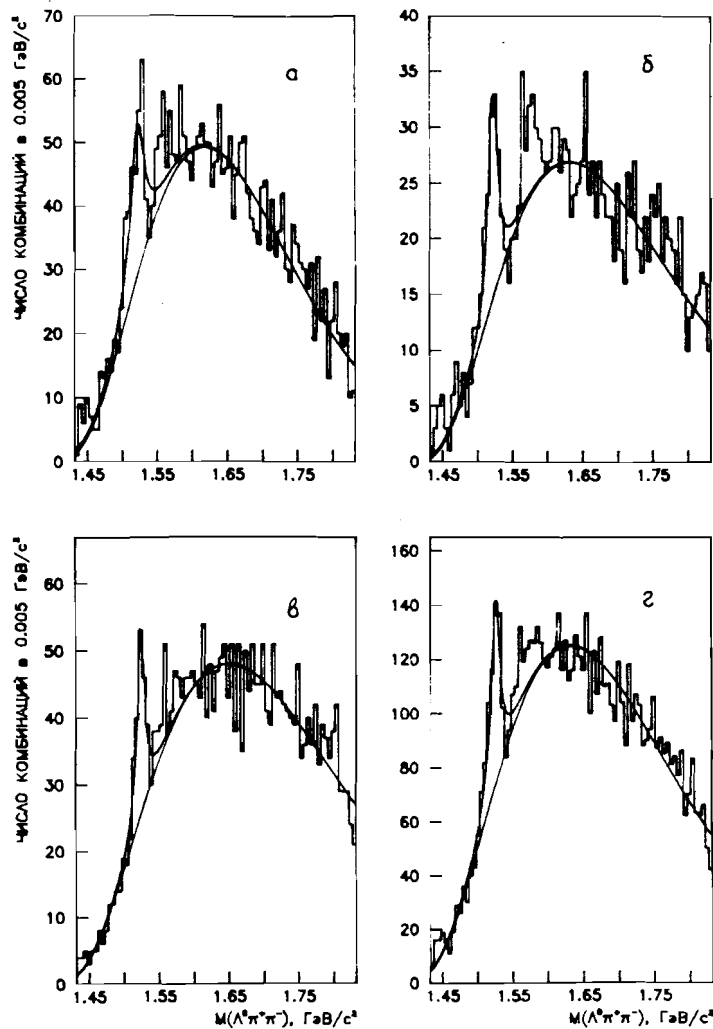


Рис.3. Спектры инвариантных масс системы $\Lambda\pi^+\pi^-$, полученные в первой /а/, второй /б/, третьей /в/ экспозициях спектрометра; г - суммарный спектр.

Спектры инвариантных масс системы $\Lambda\pi^+\pi^-$ показаны на рис.3-4. Во всех спектрах в области массы $1520 \text{ МэВ}/c^2$ наблюдается узкий пик - сигнал от распада $\Lambda(1520)$. Спектры аппроксимировались: сигнал - функцией Брейта-Вигнера и фон - функцией

$A_1 \exp(A_2 \cdot m) \cdot (m - A_3)^{A_4}$, где m - масса $\Lambda\pi^+\pi^-$ -системы, $A_1 \div A_4$ - свободные параметры. В табл.1 приведены результаты такой аппроксимации - значения масс и полных ширин си-

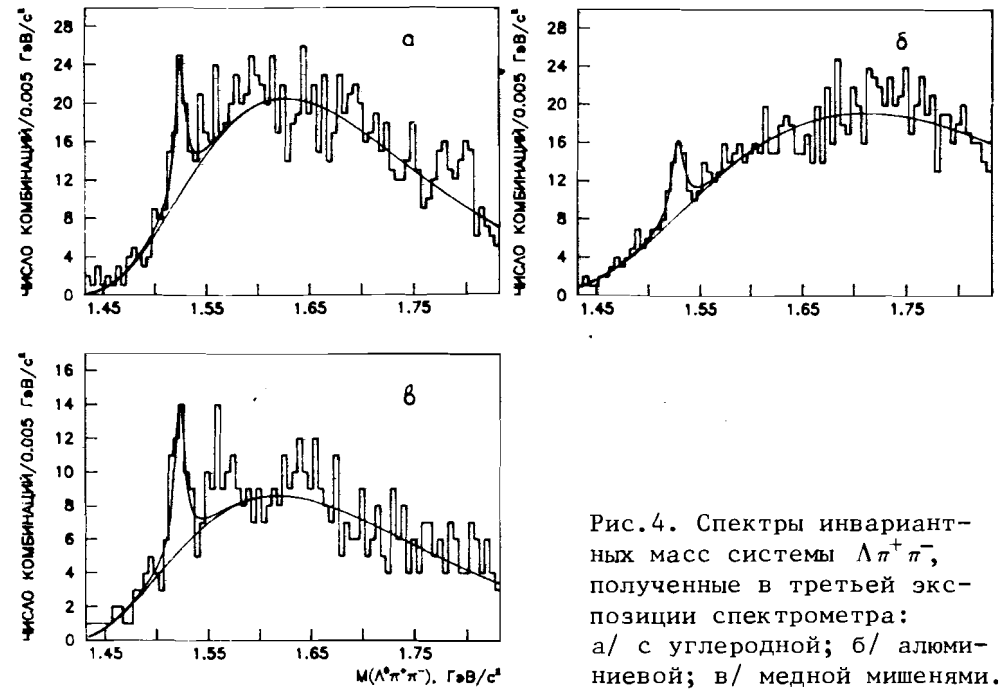


Рис.4. Спектры инвариантных масс системы $\Lambda\pi^+\pi^-$, полученные в третьей экспозиции спектрометра: а/ с углеродной; б/ алюминиевой; в/ медной мишенями.

гналов, а также числа событий над фоном и факторы w уменьшения числа наблюдаемых событий из-за критериев отбора. Усредненное по всем спектрам значение массы $\Lambda(1520)$ равно $1522,9 \pm 1,1 \text{ МэВ}/c^2$. С учетом экспериментального разрешения ширина резонанса $\Lambda(1520)$ равна $16,5 \pm 3,5 \text{ МэВ}/c^2$. Полученные параметры резонанса хорошо согласуются с табличными данными^{/17/}.

Таблица 1. Экспериментальные параметры наблюдаемого $\Lambda(1520)$ -резонанса

№ экспозиции и вид мишени	Среднее значение массы, МэВ/с ²	Наблюдаемая ширина сигнала, МэВ/с ²	Число событий в сигнале	w
1 /углерод/	$1522,0 \pm 2,7$	$24,9 \pm 10,7$	$184,0 \pm 21,7$	$2,40 \pm 0,07$
2 /углерод/	$1521,0 \pm 1,9$	$15,5 \pm 6,8$	$97,0 \pm 15,9$	$2,45 \pm 0,09$
3 /углерод/	$1524,6 \pm 2,0$	$18,7 \pm 5,8$	$45,0 \pm 10,9$	$1,90 \pm 0,16$
3 /алюминий/	$1528,7 \pm 3,5$	$14,6 \pm 10,8$	$33,0 \pm 10,0$	$1,80 \pm 0,21$
3 /медь/	$1521,6 \pm 2,6$	$17,3 \pm 8,3$	$37,0 \pm 9,3$	$2,10 \pm 0,18$

4. ХАРАКТЕРИСТИКИ РОЖДЕНИЯ $\Lambda(1520)$

Эффективность регистрации $\Lambda(1520)$ спектрометром определялась методом Монте-Карло с учетом условий эксперимента и критериев отбора событий при анализе данных. Моделировалась реакция



где A - ядро мишени. Распад $\Lambda(1520)$ моделировался с учетом фазового объема трех частиц.

Геометрическая эффективность регистрации $\Lambda(1520)$ в трех экспозициях спектрометра составляла $2,14 \cdot 10^{-3}$, $1,65 \cdot 10^{-3}$ и $2,28 \cdot 10^{-3}$, а эффективность триггерной системы - 0,62, 0,61 и 0,83 соответственно. Указанные в разделе 3 критерии отбора событий привели к потере событий в сигналах $\Lambda(1520)$. Соответствующие значения веса w, которые необходимо было учитывать при вычислении поперечного сечения инклюзивного рождения резонанса, приведены в табл.1 /колонка 5/. Эффективность регистрации слабо зависит от поперечного импульса резонанса и зависит существенно от величины фейнмановской переменной x /рис.5/.

Распределение по p_T^2 наблюдаемых в эксперименте $\Lambda(1520)$, полученное после вычитания фона и коррекции на геометрическую эф-

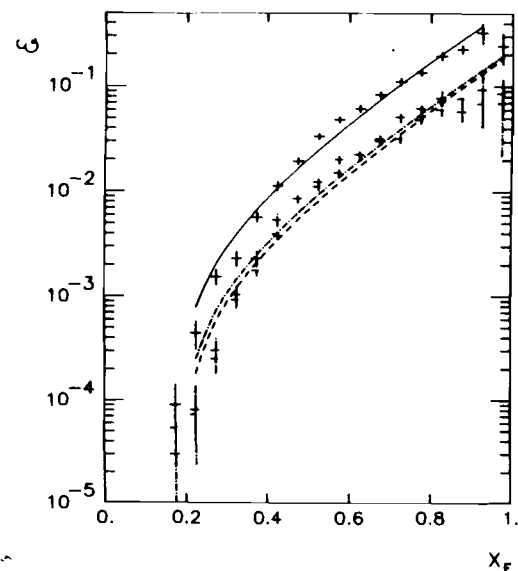


Рис.5. Геометрическая эффективность регистрации $\Lambda(1520)$ спектрометром в зависимости от фейнмановской переменной x для первой /штрихпунктирная/, второй /пунктирная/ и третьей /сплошная/ экспозиций спектрометра.

фективность спектрометра, эффективность триггера, программ реконструкции и отбора событий, показано на рис.6. Оно хорошо аппроксимируется функцией $\exp(-Bp_T^2)$ при значении параметра $B = 3,5 \pm 0,4$ ($\text{ГэВ}/\text{с}^{-2}$).

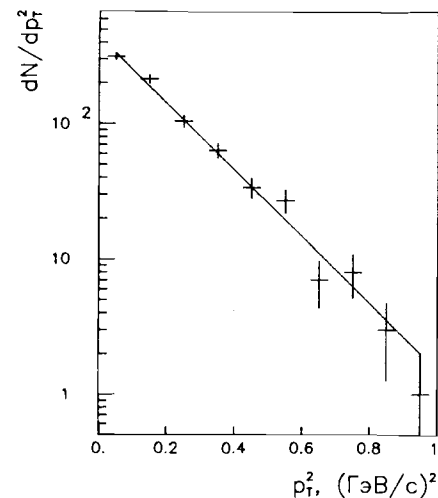


Рис.7. Распределение наблюдаемых $\Lambda(1520)$ по p_L и его аппроксимация моделированными событиями /сплошная линия/.

Распределение наблюдаемых $\Lambda(1520)$ по продольной составляющей их импульса в л.с.к. (p_L), полученное после вычитания фона, приведено на рис.7. Было определено, что область изменения продольной составляющей импульсов регистрируемых $\Lambda(1520)$ -резонансов соответствует области переменной $x \geq 0,3$ / $x = p_L^*/p^*$, где p_L^* и p^* - продольная составляющая импульса и максимально допустимый импульс резонанса в системе центра масс реакции /2//. В результате согласования спектров продольных импульсов экспериментальных событий с моделированными с помощью функции $F(x) = (E/p_{\text{Max}}) \cdot (d\sigma/dx) \approx (1-x)^N$ был определен параметр $N = 2,0^{+0,4}_{-0,3}$.

Поперечное сечение инклюзивного рождения $\Lambda(1520)$ /см.табл.2/ определялось согласно выражению

$$\sigma = N \cdot w / (L \cdot \epsilon \cdot V_{r1} \cdot V_{r2}),$$

где N - число наблюдаемых распадов $\Lambda(1520)$, w - весовые факторы /см.табл.1/, L - светимость установки, равная $\pi \frac{T \cdot N_A}{A}$, здесь

Рис.6. Распределение наблюдаемых $\Lambda(1520)$ по p_T^2 . Сплошная линия - результат аппроксимации экспериментальных данных.

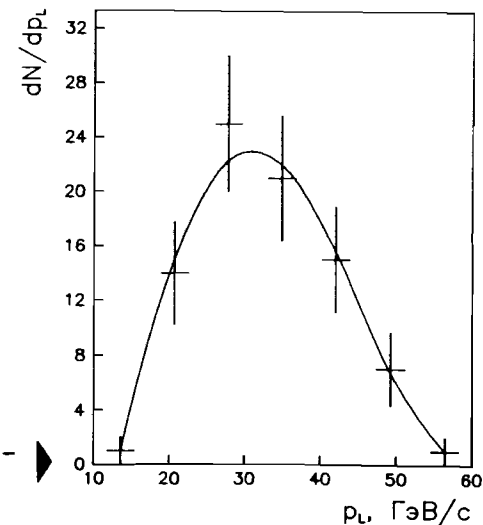


Таблица 2

№ экспозиции и вид мишени	σ /ядро, мкб, $x \geq 0,3$	σ /нуклон, мкб, $x \geq 0,3$	σ /нуклон, $0 < x < 1$, мкб	
			модель А	модель Б
1 /углерод/	132,8±15,7	25,3±3,1	90,0±10,8	69,2±8,3
2 /углерод/	116,7±19,2	22,3±3,7	79,1±12,9	60,9±9,9
3 /углерод/	202,4±49,0	38,6±9,4	137,5±33,3	105,8±25,6
среднее/угл./	130,8±11,8	24,9±2,3	88,5±8,0	68,1±6,2
3 /алюминий/	269,0±81,5	30,6±9,3	109,1±33,1	83,9±25,4
3 /медь/	567,6±42,5	35,7±8,8	127,1±31,9	97,7±24,5
среднее		25,9±2,2	91,7±7,6	70,6±5,8

P - поток нейтронов, прошедших через мишень, T - толщина мишени, N_A - число Авогадро, A - атомный вес ядра мишени, ϵ - эффективность регистрации $\Lambda(1520)$ с учетом геометрической эффективности установки, эффективностей триггера и программ реконструкции событий, V_{r1} и V_{r2} - доли распадов $\Lambda(1520)$ на $\Lambda\pi^+\pi^-$ и Λ на $p\pi^-$. Переход к сечению на нуклон сделан в предположении, что сечения на ядра пропорциональны $A^{2/3}$. Это согласуется с экспериментальными данными, из которых, предполагая зависимость $\sigma \sim A^\alpha$ при среднем значении переменной x равной 0,56, нашли, что $\alpha = 0,6 \pm 0,2$ /рис.8/.

Следует заметить, что экспериментальных данных о сечениях рождения $\Lambda(1520)$ в нуклонных пучках для области $x < 0,5$ нет. Поэтому для экстраполяции в область $0 < x < 0,3$ предполагалось,

что сечение зависит от x как $(1-x)^2$ /модель А/, либо оно постоянно /модель Б/. Полученные значения

Рис.8. Значения инклюзивных поперечных сечений рождения $\Lambda(1520)$ /в относительных единицах/ в зависимости от атомного веса. Пунктирная прямая - аппроксимация данных функцией A^α .

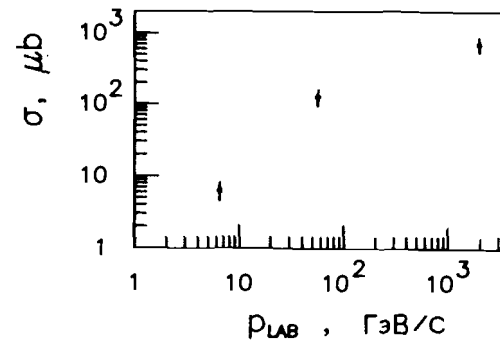
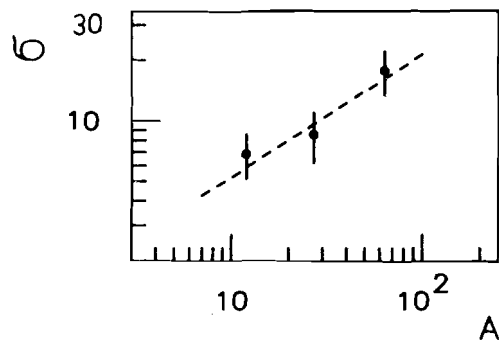


Рис.9. Инклюзивные поперечные сечения рождения $\Lambda(1520)$ в нуклонных пучках при энергии 5,6 ГэВ из работы^{2/}, при ~ 40 ГэВ из настоящей работы и при $\sqrt{s} = 62,3$ ГэВ из работы^{3/}.

сечений рождения $\Lambda(1520)$ для всей области $x > 0$ показаны в табл.2, где указаны только статистические ошибки.

Оценка значения поперечного сечения рождения $\Lambda(1520)$ на нуклон в полной кинематической области $-1 < x < 1$ по модели Б дает $\sigma = /141,2 \pm 11,7/$ мкб/нуклон. Сравнение этого результата с двумя известными показано на рис.9.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. В нейтрон-ядерных взаимодействиях при средней энергии нейтронов ~ 40 ГэВ в спектре эффективных масс $\Lambda\pi^+\pi^-$ наблюдается резонанс $\Lambda(1520)$. Зарегистрировано 396 ± 32 событий $\Lambda(1520)$.

2. Найдено, что масса резонанса равна $/1522,9 \pm 1,1/$ МэВ/с² и его полная ширина составляет $/16,5 \pm 3,5/$ МэВ/с². Эти величины находятся в удовлетворительном согласии с данными^{17/}.

3. Инвариантное сечение инклюзивного рождения $\Lambda(1520)$ в области $p_{\text{LAB}}^2 \leq 0,8$ (ГэВ/с)² и $x \geq 0,3$ описывается выражением $(E/p_{\text{MAX}}) \cdot (d^3\sigma/dp_{\text{LAB}}^2 dx) \sim \exp(-Bp_{\text{LAB}}^2) \cdot (1-x)^N$ при значениях параметров

$B = (3,5 \pm 0,4)$ (ГэВ/с)⁻² и $N = 2,0^{+0,4}_{-0,3}$. Величина параметра

B находится в согласии с данными работы^{3/}, а параметра N - с ожидаемыми значениями, полученными в работе^{11/}.

4. Поперечное сечение рождения $\Lambda(1520)$ при энергиях нейтронов ~ 40 ГэВ для $x \geq 0,3$ равно:

- на ядрах углерода $\sigma = /130,8 \pm 11,8 \pm 28,8/$ мкб/ядро;
- на ядрах алюминия $\sigma = /269,0 \pm 81,5 \pm 59,2/$ мкб/ядро;
- на ядрах меди $\sigma = /567,6 \pm 42,5 \pm 124,8/$ мкб/ядро.

Здесь и ниже первая из приведенных ошибок - статистическая, вторая - максимальная систематическая, связанная с неточностью определения светимости и с модельной неопределенностью вычисления эффективности спектрометра.

5. Зависимость сечения рождения $\Lambda(1520)$ от атомного веса ядра мишени описывается степенным законом A^α , где $\alpha = 0,6 \pm 0,2$.

6. Экстраполированное по модели Б значение поперечного сечения рождения $\Lambda(1520)$ на нуклон в кинематическую область $0 < x < 1$ равно $70,6 \pm 5,8 \pm 15,5$ /мкб/нуклон.

Авторы признательны А.М.Балдину, Н.Н.Говоруну, И.А.Савину, А.Н.Тавхелидзе за поддержку этих исследований, сотрудникам ЛВЭ, ЛВТА и СЭО ОИЯИ, способствовавшим выполнению эксперимента на разных этапах его подготовки и проведения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Senju H. RIFP - 363, 1979, Kyoto University, Japan.
2. Ansorge R.E. et al. - Phys.Rev., 1974, v.D10, p.32.
3. Bobbink G.F. et al. CERN-EP/82-181, 16 November, 1982.
4. Aleev A.N. et al. - Z.Phys.C., 1984, v.23, p.333.
5. Aleev A.N. et al. JINR, E1-85-662, Dubna, 1985;
Aleev A.N. et al. JINR, E1-87-265, Dubna, 1987.
6. Aleev A.N. et al. - Z.Phys.C., 1984, v.25, p.205.
7. Aleev A.N. et al. JINR Rapid Comm., No.19-86, Dubna, 1986, p.6.
8. Алеев А.Н. и др. ОИЯИ, P1-82-353, Дубна, 1982;
Aleev A.N. et al. PHE 82-7, Berlin-Zeuthen, 1982;
Алеев А.Н. и др. - ЯФ, 1986, т.44, с.661.
9. Айхнер Г. и др. ОИЯИ, 1-80-644, Дубна, 1980;
Максимов А.Н. ОИЯИ, 1-81-574, Дубна, 1981.
10. Алеев А.Н. и др. ОИЯИ, 1-83-910, Дубна, 1983.
11. Алеев А.Н. и др. ОИЯИ, 1-81-67, Дубна, 1981.
12. Баландин В.П. и др. ОИЯИ, P1-86-403, Дубна, 1986.
13. Чудаков Е.А. ОИЯИ, 1-87-183, Дубна, 1987.
14. Вестергомби Д. и др. ОИЯИ, 1-7739, Дубна, 1974.
15. Алеев А.Н. и др. ОИЯИ, P1-86-427, Дубна, 1986.
16. Бурилков Д.Т. и др. ОИЯИ, 10-80-656, Дубна, 1980;
Бурилков Д.Т. и др. ОИЯИ, 10-81-772, Дубна, 1981.
17. Review of Particle Properties. - Phys.Lett., 1986, v.170 B.

Рукопись поступила в издательский отдел
13 января 1988 года.

Крацев В.Р. и др.

P1-88-31

Рождение $\Lambda(1520)$ в нейтрон-ядерных взаимодействиях при энергии нейтронов - 40 ГэВ

Приведены данные по инклюзивному рождению $\Lambda(1520)$ -резонанса во взаимодействиях нейтронов со средней энергией 40 ГэВ с углеродной, алюминиевой и медной мишенями. Эксперимент проведен с помощью спектрометра БИС-2, расположенного на канале 4Н серпуховского ускорителя. $\Lambda(1520)$ наблюдались в виде узких сигналов в спектрах эффективных масс продуктов распада $\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^-$. Кинематическая область регистрации $\Lambda(1520)$ ограничивалась геометрией спектрометра по квадрату поперечного импульса, $P_T^2 \leq 0,8 \text{ ГэВ}^2 / \text{с}^2$, и по переменной Фейнмана, $x \geq 0,3$. В рамках параметризации инвариантного дифференциального сечения инклюзивного рождения $\Lambda(1520)$ $(E/P_{\text{max}})(d^3\sigma/dP_T^2 dx) \sim \exp(-B \cdot P_T^2)(1-x)^N$, для наблюдаемой области P_T^2 и x найдены параметры $B = 73,5 \pm 0,4 / (\text{ГэВ}/\text{с})^2$ и $N = 2,0^{+0,4}_{-0,3}$. Зависимость этого сечения от атомного веса ядер мишени A можно описать степенным знаком $\sigma \sim A^a$ с параметром $a = 0,6 \pm 0,2$. Значение поперечного сечения инклюзивного рождения $\Lambda(1520)$ в кинематической области $0 < x < 1$ равно $70,6 \pm 5,8$ /стат./ $\pm 15,5$ /сист./ мкб/нуклон.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Krastev V.R. et al.

P1-88-31

$\Lambda(1520)$ -Production in Neutron-Nucleon Interactions at a - 40 GeV Neutron Energy

Results on the inclusive production of a $\Lambda(1520)$ -resonance by ~ 40 GeV neutrons on carbon, aluminium and copper targets are reported. The experiment has been performed by means of the BIS-2 spectrometer in the 4N neutral beam of the Serpukhov accelerator. The $\Lambda(1520)$ was detected as a narrow peak in the invariant mass spectra of decay products $\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^-$. In the kinematic region $x \geq 0.3$ and $P_T^2 \leq 0.8 \text{ GeV}^2/\text{c}^2$ the invariant cross section is approximated by $(E/P_{\text{max}}) \cdot (d^3\sigma/dP_T^2 dx) \sim \exp(-B \cdot P_T^2) \cdot (1-x)^N$ with $B = (3.5 \pm 0.4) \text{ GeV}^2/\text{c}^2$ and $N = 2.0^{+0.4}_{-0.3}$. The A -dependence of the $\Lambda(1520)$ production cross section is described by a power law $\sigma \sim A^a$ with $a = 0.6 \pm 0.2$. The inclusive cross section of $\Lambda(1520)$ production over the kinematic region $0 < x < 1$ is 70.6 ± 5.8 (stat.) ± 15.5 (syst.) μb per nucleon.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988