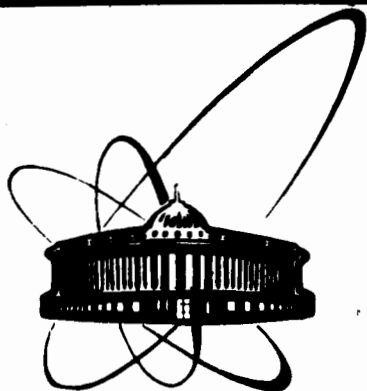


89-308



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P1-89-308

Банников А.В.

ОБРАЗОВАНИЕ ПРОТОНОВ,  
ВЫЛЕТАЮЩИХ НАЗАД В ЛАБОРАТОРНОЙ  
СИСТЕМЕ С ИМПУЛЬСАМИ 0,2-0,5 ГэВ/с,  
В  $\pi^-$ -А ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ  
ПРИ ИМПУЛЬСЕ 40 ГэВ/с

Сотрудничество РИСК

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1989

А.В.Банников, Я.Бэм, Л.С.Вертоградов, Я.В.Гришкевич,  
Э.В.Крумштейн, В.И.Петрухин, К.Пишка, К.Шафарик, Г.А.Шелков  
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Л.Л.Габуня, А.К.Джавришвили, А.Б.Иванова, Э.Ш.Иорамшвили,  
Т.А.Ломтадзе, Э.Г.Коринтели, Э.С.Маилян, М.И.Николадзе,  
Л.А.Раздольская, Л.Д.Чиковани, А.И.Харчилава, Т.В.Хускивадзе,  
Л.В.Шаламберидзе, Э.Г.Цхададзе  
Институт физики АН ГССР, Тбилиси

К.Шпиринг  
Институт физики высоких энергий АН ГДР, Берлин

Э.Г.Боос, А.М.Мосиенко  
Институт физики высоких энергий АН КазССР, Алма-Ата

П.Завада  
Физический институт ЧСАН, Прага

В.Кристева, В.Н.Пенев, А.И.Шкловская  
Институт ядерных исследований и ядерной энергетики БАН, София

В нашей предыдущей работе<sup>/1/</sup> изучалось образование протонов с импульсом 0,2 - 0,5 ГэВ/с в  $\bar{p}A$  взаимодействиях при 40 ГэВ/с, вылетающих в заднюю полусферу в лабораторной системе. Было показано, что в их образовании значительную роль играет внутриядерный каскад. При этом события с назад летящими протонами являются кратными взаимодействиями и характеризуются большим числом частиц, а спектр протонов в этих взаимодействиях мягче. Наблюдался предсказываемый аддитивной кварковой моделью /с учетом длин формирования частиц, внутриядерного каскада и парных корреляций/  $Np$ -скейлинг<sup>/2/</sup>, при котором некоторые характеристики  $hA$  взаимодействий определяются, в первом приближении, числом участвовавших во взаимодействии нуклонов, а не ядром.

Целью настоящей работы является проведение подобного анализа для  $\pi^+A$  взаимодействий и в некоторых случаях - сравнение  $\pi^+A$  и  $\bar{p}A$  данных.

#### Анализ данных

Экспериментальный материал получен на 5-метровой стримерной камере магнитного спектрометра "РИСК" на пучке  $\pi^-, \bar{p}$  частиц с импульсом 40 ГэВ/с серпуховского ускорителя. Подробное описание эксперимента дается в работах<sup>/3-5/</sup> Статистика, на которой основана работа, приводится в таблице I. Отбирались события, удовлетворяющие условию  $Nch \geq 3$ .

Таблица I

	Li	C	S	Cu	CsI	Pb
$\pi^-$	217	876	265	450	179	1018
$\bar{p}$	566	524	503	697	541	462

Для каждого обрабатываемого события при просмотре фотопленки определялось (подробнее в работах<sup>/1,3-5/</sup>):

1.  $N^{+(-)}$  - число положительно (отрицательно) заряженных частиц.

2.  $Np$  - число положительно заряженных частиц с импульсом  $\leq 500$  МэВ/с и ионизацией  $I > 2I_0$ , где  $I_0$  - ионизация пучковой частицы (идентифицированные протоны). Т.к. в нашем эксперименте поглощаются 96% протонов с импульсом  $\leq 180$  МэВ/с,  $Np$  в основном соответствует выбитым из ядра протонам с импульсом 200-500 МэВ/с с небольшой примесью медленных  $\pi^+$ - мезонов (с импульсом  $\leq 70$  МэВ/с) и испарительных частиц (10-15%).

3.  $NpB$  - число идентифицированных протонов, вылетающих в лабораторной системе под углом  $> 90^0$  по отношению к пучковой частице. Они отождествлялись с назад летящими протонами.

4.  $Qr = N^+ - N^- + I - Np$  - отождествляется с числом быстрых протонов.

5.  $N_{sl}^-$  - число медленных отрицательных частиц с импульсом  $\leq 500$  МэВ/с.

6.  $N_{fast}^-$  - число быстрых отрицательных частиц с импульсом  $> 500$  МэВ/с ( $N_{fast}^- = N^- - N_{sl}^-$ )

Разделение частиц по импульсу проводилось с помощью шаблонов. Применение шаблонов к измерениям трекам показало, что неопределенность в импульсе при отборе по шаблону частиц с импульсом, близким к 500 МэВ/с, составляет  $\pm 70$  МэВ/с.

### Результаты эксперимента

Разделение  $\pi^-A$  взаимодействий на события без назад летящих (БНЛ) и с назад летящими (СНЛ) протонами показало, что, как и в  $\bar{p}A$  взаимодействиях<sup>/1/</sup>, события СНЛ в  $\pi^-A$  - взаимодействиях характеризуются большими значениями  $\langle Np \rangle$ ,  $\langle N^- \rangle$ ,  $\langle Qr \rangle$  (табл.2). Отличие состоит лишь в том, что значения этих величин в  $\bar{p}A$  соударениях систематически выше в среднем на 10-15%. В этой же таблице для сравнения приводятся значения  $\langle Np \rangle$  и  $\langle NpB \rangle$  для  $\pi^-C$  взаимодействий из работы<sup>/6/</sup>, которые хорошо совпадают с нашими данными.

Что касается доли медленных протонов  $\beta = \frac{\langle Np \rangle}{\langle Np \rangle + \langle Qr \rangle}$ , то как в  $\bar{p}A$ , так и в  $\pi^-A$  взаимодействиях  $\beta_{СНЛ} > \beta_{БНЛ}$ , т.е. в обоих случаях спектр протонов в событиях с назад летящими протонами мягче. В событиях СНЛ больше и доля медленных отрицательных частиц  $\alpha = \langle N_{sl}^- \rangle / \langle N^- \rangle$ ; в таблице 3 приведены значения  $\alpha$  и  $\beta$  для  $\pi^-C, Cu, Pb$  взаимодействий.

События БНЛ

Таблица 2<sup>a</sup>

	$\langle Np \rangle$	$\langle NpB \rangle$	$\langle Qr \rangle$	$\langle N^- \rangle$
C	0.45±0.03	-	0,82±0.04	3.43±0.06
Cu	0.90±0.08	-	1,08±0.09	3.60±0.11
Pb	1.01±0.09	-	1,16±0.09	3.64±0.10

C	1.94±0.10	1.25±0.05	1.04±0.10	3.75±0.16
Cu	3.32±0.16	1.52±0.07	2.45±0.20	4.67±0.16
Pb	6.24±0.17	2.66±0.17	4.44±0.17	5.28±0.11

Все взаимодействия

Таблица 2<sup>B</sup>

C	0.65±0.03	0.17±0.02	0.85±0.04	3.48±0.05
C <sup>6/6</sup>	0.68±0.04	0.17±0.01		
Cu	1.88±0.10	0.62±0.04	1.64±0.10	4.03±0.10
Pb	4.08±0.13	1.57±0.06	3.11±0.12	4.61±0.08

Таблица 3

	$\beta = \frac{\langle Np \rangle}{\langle Np \rangle + \langle Qp \rangle}$		$\alpha = \frac{\langle N^- s1 \rangle}{\langle N^- \rangle}$	
	БНП	СНП	БНП	СНП
C	0.35±0.03	0.65±0.05	0.20±0.01	0.26±0.03
Cu	0.45±0.05	0.58±0.04	0.24±0.02	0.34±0.03
Pb	0.46±0.05	0.58±0.02	0.24±0.02	0.39±0.02

В  $\pi^-A$  взаимодействиях доля событий с назад летящими протонами дана в таблице 4. Приведенное в ней значение  $\epsilon_{\pi}(C) = 0.14 \pm 0.01$  находится в разумном согласии с данными, полученными с помощью пропановой камеры<sup>6/</sup>, по которым  $\epsilon_{\pi}(C) = 0.180 \pm 0.005$  в интервале импульсов протонов 140–1000 МэВ/с. При пересчете этой величины на наш диапазон импульсов (200+500) МэВ/с для  $\epsilon_{\pi}(C)$  получаем  $0.125 \pm 0.005$ .

Таблица 4

	Li	C	S	Cu	CsJ	Pb
$\epsilon_{\pi}^-$	0.12±0.02	0.14±0.01	0.24±0.03	0.41±0.04	0.50±0.06	0.60±0.03
$\epsilon_{\pi}^{\text{МОД}}$	0.08	0.14	0.22	0.31	0.44	0.55
$\epsilon_{p}^-$	0.12±0.02	0.21±0.02	0.33±0.02	0.39±0.02	0.53±0.02	0.63±0.02
$\epsilon_{p}^{\text{МОД}}$	0.13	0.20	0.32	0.43	0.57	0.65

В таблице 4 для сравнения приводятся также значения  $\epsilon_{\bar{p}}(A)$ , полученные нами <sup>1/</sup> в  $\bar{p}A$  взаимодействиях. Сравнение  $\pi^-A$  и  $\bar{p}A$  данных показывает, что:

1. Доля событий с назад летящими протонами растет быстро с ростом  $A$  как в  $\pi^-A$ , так и  $\bar{p}A$  взаимодействиях.

$$\epsilon_{\bar{p}}(A) = (0.09 \pm 0.01) A^{0.37 \pm 0.03}, \quad \chi^2 = 1.48/3;$$

$$\epsilon_{\pi^-}(A) = (0.04 \pm 0.01) A^{0.50 \pm 0.03}, \quad \chi^2 = 3.21/3$$

(в аппроксимации не включены  $\epsilon_{\bar{p}}(Li)$  и  $\epsilon_{\pi^-}(Li)$ ). ~

2. Для ядер Cu, CsI, Pb  $\epsilon_{\pi^-}(A) \sim \epsilon_{\bar{p}}(A)$ , а для более легких ядер, за исключением Li,  $\epsilon_{\bar{p}}(A) \sim 1.5 \epsilon_{\pi^-}(A)$ . (Отличие для ядра Li может быть связано как со статистической ошибкой, так и с тем, что оно, как очень легкое ядро, не проявляет полностью свойств ядер). Полученное нами значение отношения  $\epsilon_{\bar{p}}/\epsilon_{\pi^-}$  для легких ядер согласуется со значением  $\epsilon_{\bar{p}}(Be)/\epsilon_{\pi^-}(Be) = 1.46 \pm 0.13$ , полученным в работе <sup>7/</sup>, в которой изучался выход протонов в диапазоне импульсов 400-800 Мэв/с, под углом  $157^\circ \pm 7.5^\circ$  в  $\pi^-, K^-, \bar{p}^-$  Be соударениях.

#### №р-скейлинг

В нашей работе по  $\bar{p}A$  взаимодействиям <sup>1/</sup> был экспериментально наблюден т.н. №р-скейлинг, предсказанный в работе <sup>2/</sup> для  $hA$  взаимодействий. Было показано, что средние значения  $\langle N^- \rangle$  и  $\langle NpV \rangle$  в первом приближении зависят от №р, а не от ядра, т.е. взаимодействия на ядрах, приводящие к одинаковым значениям №р, имеют в среднем одинаковое количество рожденных частиц и вылетающих назад протонов.

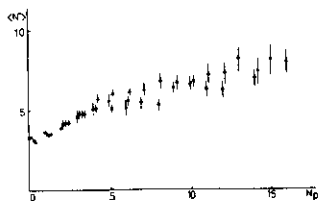


Рис.1. Зависимость  $\langle N^- \rangle$  от числа медленных протонов №р для взаимодействий  $\pi^-$  и  $\bar{p}$  с ядрами. Точки: ●  $-\pi^-C$ , ×  $-\pi^-Cu$ , ○  $-\pi^-Pb$ ; ▲ -то же для взаимодействий  $\bar{p}$  с тяжелыми ядрами (CsI, Pb). <sup>1/</sup>

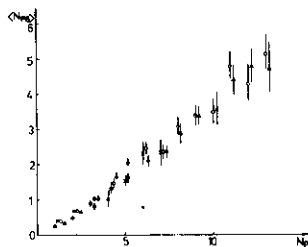


Рис.2. Зависимость среднего числа назад летящих протонов  $\langle NpV \rangle$  от числа медленных протонов. Точки: ●  $-\pi^-C$ , ×  $-\pi^-Cu$ , ○  $-\pi^-Pb$ ; ▲ -то же для взаимодействий  $\bar{p}$  с тяжелыми ядрами (CsI, Pb). <sup>1/</sup>

На рис. 1 показана зависимость  $\langle N^- \rangle$  от  $N_p$  для  $\pi^-A$  взаимодействий, там же для сравнения приводится  $\langle N^- \rangle - N_p$  зависимость для столкновений  $\bar{p}$  с тяжелыми ядрами (CsI, Pb). Рисунок показывает одинаковый ход  $\langle N^- \rangle$  от  $N_p$  для всех ядер ( $N_p -$  скейлинг): до  $N_p = 5$  сравнительно быстрый рост, а начиная с  $N_p = 5 -$  более медленный. Это означает, что первые столкновения приводят к генерации частиц, а последующие носят в основном характер упругих столкновений. В антипротонных данных значения  $\langle N^- \rangle$  незначительно выше, начиная с  $N_p = 5$ .

Зависимость  $\langle N_p V \rangle$  от  $N_p$  (рис. 2) также указывает на существование  $N_p -$  скейлинга в  $\pi^-A$  соударениях. Как видно из рисунка 2, в пределах ошибок эта зависимость одинакова для  $\pi^-A$  и  $\bar{p}A$  взаимодействий и указывает на сильную корреляцию между вперед и назад летящими медленными протонами: в среднем из трех медленных протонов один летит назад.

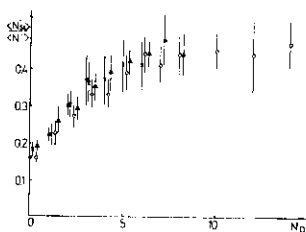


Рис. 3. Зависимость  $\alpha = \langle N_{sl}^- \rangle / \langle N^- \rangle$  от числа медленных протонов. Точки:  $\bullet$   $-\pi^-C$ ,  $\times$   $-\pi^-Cu$ ,  $\circ$   $-\pi^-Pb$ ;  $\blacktriangle$  - то же для взаимодействий  $\bar{p}$  с тяжелыми ядрами (CsI, Pb).  $/I/$

На рис. 3 приводится величина  $\alpha = \langle N_{sl}^- \rangle / \langle N^- \rangle$  и ее зависимость от  $N_p$  для разных ядер в  $\pi^-A$  взаимодействиях. Как видно из рисунка, и эта величина подчиняется  $N_p$ -скейлингу. Характерной чертой зависимости является тот факт, что для  $N_p=0$  доля медленных отрицательных частиц мала и составляет 16-17%. С увеличением  $N_p$  эта доля растет, и при  $N_p=5$  достигает  $\sim 40\%$ . Дальнейшее увеличение  $N_p$  практически не приводит к смягчению спектра рожденных частиц.

Надо отметить, что с увеличением  $N_p$  происходит рост как быстрых  $\langle N_{fast}^- \rangle$ , так и медленных  $\langle N_{sl}^- \rangle$  частиц, но рост  $\langle N_{fast}^- \rangle$  происходит намного медленнее, например, для  $\pi^-Pb$  взаимодействий при увеличении  $N_p$  от 0 до 19 -  $\langle N_{fast}^- \rangle$  растет в 1,5 раза, тогда как  $\langle N_{sl}^- \rangle \sim$  в 6 раз.<sup>4/</sup> Сказанное хорошо иллюстрируется зависимостями  $\langle N_p \rangle$ ,  $\langle N_p V \rangle$  - от  $N_{sl}^-$  и  $\langle N_p \rangle$ ,  $\langle N_p V \rangle$  от  $N_{fast}^-$ , полученными нами для разных ядер. Для примера на рис. 4, 5 приводятся данные по  $\pi^-Pb$  взаимодействиям. На них явно видна сильная зависимость  $\langle N_p V \rangle$  и  $\langle N_p \rangle$  от  $N_{sl}^-$ , тогда как зависимость от  $N_{fast}^-$  намного слабее. Характер этих зависимостей такой же для ядра меди и даже для углерода. Обращает на себя внимание минимум в зависимости  $\langle N_p \rangle$  и

$\langle N_p \rangle$  от  $N_{fast}^-$  в окрестности  $N_{fast}^- = 2$ ; это может отражать ход от многонуклонных, через однонуклонные к многонуклонным процессам. Действительно, в события с  $N_{fast}^- = 0$  могут давать вклады как многонуклонные процессы с перезарядкой, так и с большой диссипацией энергии. В таких событиях, безусловно, медленных нуклонов должно быть больше. События с  $N_{fast}^- = 2$ , по-видимому, при данной энергии ближе к однонуклонным, что и обеспечивает минимальное значение числа идентифицированных протонов в них. Действительно, по нашим же данным значение  $\langle N_{fast}^- \rangle$  для  $\pi^- p$  взаимодействий при 40 Гэв/с близко к 2.

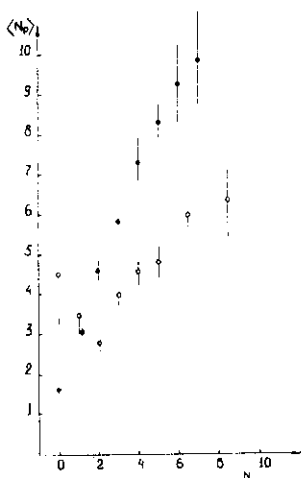


Рис.4. Зависимость среднего числа медленных протонов  $\langle N_p \rangle$  от медленных отрицательных  $N_{SI}^-$  (●) и быстрых отрицательных  $N_{fast}^-$  (○) частиц для  $\pi^- Pb$  взаимодействий.

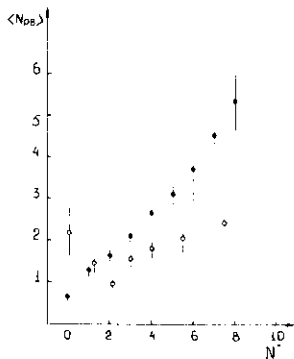


Рис.5. Зависимость среднего числа назад летящих протонов  $\langle N_{pb} \rangle$  от медленных отрицательных  $N_{SI}^-$  (●) и быстрых отрицательных  $N_{fast}^-$  (○) частиц для  $\pi^- Pb$  взаимодействий.

#### Распределение по медленным протонам

На рис.6,7 приведены распределения  $\pi^- A$  и  $\bar{p} A$  взаимодействий по числу медленных протонов для трех ядер C, Cu и Pb. Из рисунков видно, что:

1. Распределения по медленным протонам для легких /C/ и средних /Cu/ ядер практически совпадают в  $\pi^- A$  и  $\bar{p} A$  взаимодействиях.



2. Распределения по  $N_p$  для  $\pi^- \bar{p}$  и  $\bar{p} \bar{p}$  взаимодействий несколько отличаются. Доля событий с  $N_p=0$  для  $\bar{p} \bar{p}$  данных меньше (~15%), по сравнению с 23% в  $\pi^- \bar{p}$  взаимодействиях. Соответственно, несколько больше и доля событий с большими  $N_p$  во взаимодействиях  $\bar{p} \bar{p}$ .

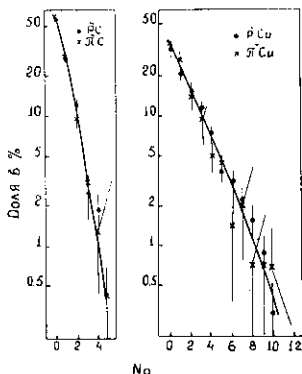


Рис. 6. Распределения по числу медленных протонов: в  $\pi^- \bar{p}$  - C взаимодействиях - (а); и в  $\pi^- \bar{p}$ -Si взаимодействиях - (б). Точки: -  $\bullet$  - антипротоны,  $\times$  -  $\pi^-$ -мезоны. Кривые - расчет по модели Андерсона для  $\bar{p} \bar{p}$  и  $\bar{p} \bar{p} \text{ Si}$  взаимодействий.

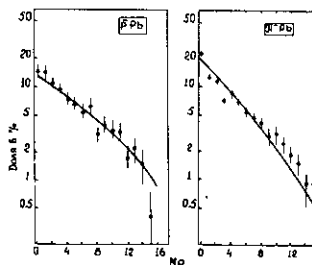


Рис. 7. Распределения по числу медленных протонов: в  $\pi^- \bar{p}$  взаимодействиях - (а); и в  $\bar{p} \bar{p}$  взаимодействиях - (б). Кривые - расчет по модели Андерсона для  $\pi^- \bar{p}$  и  $\bar{p} \bar{p}$  взаимодействий.

### Обсуждение результатов

Для описания характеристик взаимодействий адронов с ядрами существует большое количество теоретических моделей. Из них большой класс составляют модели независимых столкновений<sup>2, 8-11</sup>/в которых взаимодействия адронов с ядрами рассматриваются как совокупность независимых столкновений как первичного адрона, так и вторичных частиц с отдельными нуклонами ядра. В некоторых моделях учитываются взаимодействия вторичных частиц не только с нуклонами, но и с нуклонными парами, и не всех частиц, а только тех, длина формирования которых меньше размера ядра и т. д.

Основным параметром моделей вышеупомянутого типа является  $\bar{\nu}$  - число столкновений первичного адрона или его составляющих в ядре. Принято считать мерой числа таких столкновений число выбитых из

ядра протонов, идентифицированных по импульсу и ионизации. Следует отметить, что верхний предел импульса идентифицированных протонов в различных детекторах разный. В стримерных камерах надежно идентифицируются протоны с импульсом  $\leq 600$  МэВ/с, в пузырьковых камерах или в фотоэмульсиях эта величина достигает 1 ГэВ/с и даже несколько выше. В одних моделях считается, что число столкновений в ядре ограничено максимальным числом валентных кварков в налетающем адроне<sup>/10/</sup>, в других моделях<sup>/8,11/</sup> такого ограничения нет. Для них можно определить величину  $P(\nu, N_p)$ , которая представляет собой вероятность наблюдения  $N_p$  протонов в  $\nu$  столкновениях. Величина

$$\bar{\nu}(N_p) = \sum_{\nu=1}^{\infty} \nu P(\nu, N_p) / \sum_{\nu=1}^{\infty} P(\nu, N_p) \quad (1)$$

дает среднее значение столкновений первичного адрона в ядре при данном  $N_p$ . Определение  $\nu$  через  $N_p$ , как было показано в работе<sup>/11/</sup>, дает более точную оценку числа столкновений в ядре, чем величина  $\bar{\nu}(A) = A \sigma_{np} / \sigma_{hA}$ . Более того, дисперсия распределения  $\nu$  для данного  $N_p$  меньше, чем дисперсия величины  $\bar{\nu}(A)$ .

Одной из моделей независимых столкновений является модель Андерсона и др.<sup>/8/</sup> По этой модели каждое столкновение первичного адрона в ядре приводит к одинаковому распределению идентифицированных протонов, возникших от взаимодействий вторичных частиц (нуклонов отдачи и рожденных частиц) в ядре.

$$P_{\nu=1}^A(N_p) = (1-x) \cdot x^{N_p} \quad (2)$$

где  $x = \frac{\eta}{1+\eta}$ ;  $\eta = \frac{\langle N_p \rangle}{\bar{\nu}(A)}$ ;  $\langle N_p \rangle$  - есть экспериментально полученное число

идентифицированных протонов для ядра A.

Распределение по  $N_p$  в  $\nu$  столкновениях вычисляется по формуле

$$P_{\nu}^A(N_p) = \binom{N_p + \nu - 1}{N_p} (1-x)^{\nu} x^{N_p} \quad (3)$$

Полное распределение по идентифицированным протонам будет иметь вид

$$P^A(N_p) = \sum_{\nu=1}^{\infty} P(\nu, N_p) = \sum_{\nu=1}^{\infty} \pi_A(\nu) P_{\nu}^A(N_p) \quad (4)$$

где  $\pi_A(\nu)$  - вероятность столкновения первичного адрона в ядре A вычисляется по модели Глаубера<sup>/12/</sup> с распределением плотности нуклонов по Вудсу-Саксону.

Надо отметить, что  $\bar{\nu}$ , рассчитанное по формуле 1 усреднением по  $N_p$ , почти совпадает со значением  $\bar{\nu}(A) = A \sigma_{np} / \sigma_{hA}$ .

На рис. 6,7 наряду с экспериментальными данными приведены распределения по  $N_p$ , полученные по модели Андерсона.<sup>/20/</sup> Расчетные кривые хорошо описывают экспериментальные данные и воспроизводят различие распределений по  $N_p$  в  $\pi$ Pb и  $\bar{p}$ Pb взаимодействиях (отметим, что модели, не учитывающие внутриядерный каскад, не могут

даже по порядку величины правильно описать экспериментальные данные по идентифицированным протонам). Модель Андерсона хорошо описывает распределения по медленным протонам и в других экспериментах<sup>13,14</sup>. Эта модель удовлетворительно воспроизводит также А-зависимость доли событий с назад летящими протонами  $\epsilon^{\text{МОД}}(A)$  в  $\pi^-A$  и в  $\bar{p}A$  взаимодействиях (см. табл.4). О подробностях вычислений  $\epsilon^{\text{МОД}}(A)$  см. работу<sup>1/</sup>.

Вычисление среднего числа столкновений  $\pi^-$  и  $\bar{p}$  с ядрами в событиях СНП ( $\bar{\nu}_{\text{СНП}}$ ) и БНП ( $\bar{\nu}_{\text{БНП}}$ )<sup>1/</sup> (см. табл. 5<sup>а</sup> и 5<sup>б</sup>) по модели Андерсона показывает, что события БНП малонуклонные (почти однонуклонные) взаимодействия. В тех же таблицах приводятся

Таблица 5<sup>а</sup>

$\pi^-A$ - взаимодействия

	$\langle Q \rangle = \langle N^+ \rangle - \langle N^- \rangle + 1$		$\bar{\nu}_{\text{tot}} = \langle Q \rangle \frac{A}{Z}$		$\bar{\nu}$		$\frac{\bar{\nu}_{\text{каскад}}}{\bar{\nu}_{\text{tot}}} = \frac{\bar{\nu}}{\bar{\nu}}$	
	БКП	СКП	БКП	СКП	БКП	СКП	БКП	СКП
C	1.27	2.98	2.54	5.96	1.2	2.5	1.3	3.5
Cu	1.98	5.77	3.96	11.54	1.3	3.3	2.6	8.2
Pb	2.17	10.68	5.49	27.02	1.3	4.1	4.2	23.0

$\bar{p}A$ - взаимодействия

Таблица 5<sup>б</sup>

	$\langle Q \rangle = \langle N^+ \rangle - \langle N^- \rangle + 1$		$\bar{\nu}_{\text{tot}} = \langle Q \rangle \frac{A}{Z}$		$\bar{\nu}$		$\frac{\bar{\nu}_{\text{каскад}}}{\bar{\nu}_{\text{tot}}} = \frac{\bar{\nu}}{\bar{\nu}}$	
	БКП	СКП	БКП	СКП	БКП	СКП	БКП	СКП
C	1.33	2.88	2.66	5.76	1.3	3.1	1.3	2.7
Cu	2.47	6.44	4.94	12.88	1.6	4.8	3.3	8.1
Pb	2.96	12.64	7.49	31.98	1.5	6.4	6.0	25.6

значения полного числа столкновений  $\bar{\nu}_{\text{tot}}$  и числа вторичных взаимодействий  $\bar{\nu}_{\text{каскад}}$ , вычисленные по избытку положительного заряда для событий СНП и БНП в  $\bar{p}-C$ , Cu, Pb и  $\pi^-C$ , Cu, Pb взаимодействиях. Оценка величин  $\bar{\nu}_{\text{tot}}$  и  $\bar{\nu}_{\text{каскад}}$  таким путем не учитывает наличия в ядрах двух и многонуклонных кластеров, одно столкновение с которыми может привести к двум и большему числу нуклонов. Как видно из таблиц 5<sup>а</sup> и 5<sup>б</sup>, число вторичных взаимодействий больше в событиях СНП на всех ядрах, а на ядре свинца  $\bar{\nu}_{\text{каскад}}^{\text{Pb}}(\text{СНП}) \sim (4 + 5) \bar{\nu}_{\text{каскад}}^{\text{Pb}}(\text{БНП})$ . Этот факт также указывает на более развитый каскад в событиях СНП.

Несмотря на обилие работ, как теоретических, так и экспериментальных, механизм образования назад летящих протонов не понят окончательно. По некоторым работам основным источником таких протонов являются малонуклонные корреляции <sup>15/</sup>. В части работ подчеркивается значительная роль внутриядерного каскада в их образовании <sup>9,16,17/</sup> вплоть до импульсов 500 МэВ/с <sup>17/</sup>. Такой же вывод сделан в работе <sup>18/</sup>, в которой с учетом только нуклонного каскада удачно были описаны импульсные распределения протонов, летящих назад, вплоть до 450+500 МэВ/с в  $\pi^0$  и  $\pi^-$ Pb взаимодействиях. При этом доля назад летящих протонов с импульсами более 500 МэВ/с по оценке на основе экспериментальных данных менее 10%. Авторы работы <sup>19/</sup>, используя простую версию каскадной модели с учетом длин формирования как для рожденных частиц, так и для нуклонов отдачи при описании спектров назад летящих протонов в  $\nu, \bar{\nu}, \pi^-$ -A взаимодействиях, приходят к выводу о том, что для правильного описания их импульсных спектров требуется учет поглощения медленных пионов /с импульсом 250 МэВ/с/ двухнуклонной парой. При малых импульсах эта поправка незначительна, она растет с увеличением импульса и угла вылета протонов. При этом авторы склонны считать, что именно этот механизм, а не малонуклонные корреляции <sup>15/</sup>, является основным источником высокоэнергичных назад летящих протонов.

Данные, приведенные нами в настоящей работе, указывают на наличие сильно развитого каскада в событиях СНГ и тем самым дают возможность утверждать, что внутриядерный каскад на самом деле играет значительную роль в образовании протонов, летящих назад в лабораторной системе вплоть до импульсов 500 МэВ/с.

#### Выводы

1. Доля событий с назад летящими протонами  $\epsilon(A)$  растет сильно с увеличением массового числа ядра как в  $\pi^-A$ , так и в  $\bar{p}A$  взаимодействиях

$$\epsilon_{\bar{p}}(A) = (0.09 \pm 0.01) * A^{0.37 \pm 0.03}, \quad \chi^2 = 1.48/3;$$

$$\epsilon_{\pi^-}(A) = (0.04 \pm 0.01) * A^{0.50 \pm 0.03}, \quad \chi^2 = 3.21/3.$$

Для ядер Cu, CsI, Pb  $\epsilon_{\pi^-}(A) \sim \epsilon_{\bar{p}}(A)$ , а для более легких ядер (за исключением Li)  $\epsilon_{\bar{p}}(A) \sim 1.5 \epsilon_{\pi^-}(A)$ .

2. События без назад летящих протонов в основном являются одноструктурными взаимодействиями.

3. События с назад летящими протонами характеризуются большим числом частиц всех типов  $\langle N^+ \rangle$ ,  $\langle Np \rangle$ ,  $\langle Qp \rangle$ . Эти события являются многонуклонными взаимодействиями и характеризуются

большим числом столкновений как первичного адрона, так и вторичных частиц внутри ядра. Спектр как протонов, так и рожденных частиц в этих событиях мягче.

4. Характеристики как  $\bar{p}A$ , так и  $\pi^-A$  взаимодействий  $\langle Np \rangle$ ,  $\langle N^- \rangle$  и  $\alpha = \langle N_{S1}^- \rangle / \langle N^- \rangle$  в первом приближении определяются числом нуклонов, участвовавших во взаимодействии, мерой которого является  $N_p$ , а не ядром ( $N_p$  - скейлинг), что находится в согласии с аддитивной кварковой моделью /1/. При этом  $\pi^-A$  и  $\bar{p}A$  данные отличаются несущественно.

5. Как в  $\pi^-A$ , так и  $\bar{p}A$  взаимодействиях наблюдается сильная корреляция  $\langle Np \rangle$  и  $\langle NpB \rangle$  от  $N_{S1}^-$  даже на легких ядрах, зависимость  $\langle Np \rangle$  и  $\langle NpB \rangle$  от  $N_{fast}^-$  намного слабее.

6. Распределения по медленным протонам для ядер углерода и меди практически совпадают для  $\pi^-A$  и  $\bar{p}A$  взаимодействий и хорошо описываются моделью Андерсона /8/. Для тяжелых ядер (Pb) имеется небольшое отличие, которое удовлетворительно воспроизводится этой же моделью.

Авторы выражают глубокую признательность Н.Н.Ройншвили за постоянный интерес к работе и полезные дискуссии.

#### Литература

1. Боос Э.Г., и др. ЯФ, 1987, т.46, с.540.
2. Левченко Б.Б., Николаев Н.Н. ЯФ, 1985, т.42, с.1256.
3. Бом Г. и др. ЯФ, 1982, т.35, с.700.
4. Boos E.G. et al. Z.Phys.C.Particles and Fields, 1984, v.26, p.43.
5. Jarvisvillia K. et al. Nucl.Instr.and Meth., 1980, v.177, p.381
6. Ангелов Н. и др. ЯФ, 1979, т.30, с.400.
7. Антилов Ю.М. и др. Препринт ИФВЭ, Серпухов, 1987, 87-153.
8. Andersson B. et al. Phys. Lett., 1978, v.73B, p.343.
9. Komarov V.I. et.al. Nuclear Phys., 1979, v.A-326, p.297.
10. Анисович В.В., Шабельский Ю.М., Шехтер В.М. ЯФ, 1978, т.28, с.1063.
11. Hegab M.K., Hufner J. Nucl.Phys. 1982, v.384, p.353.
12. Glauber R.J., Matthiae G. Nucl.Phys, 1970., B21, p.135.
13. Marzo C.De. et. al. Phys.Rev. 1984, v.D29, p.2476.
14. Brucker E.B. et.al. Phys.Rev. 1985, v.D32, p.1605.
15. Stricman M.I., Frankfurt L.L. Phys.Rep., 1981, v.76, p.217.

16. Копелиович В.Б. ЯФ, 1977, т.26, с.168.
17. Amado R.D., Woloshin R.M. Phys.Rev., 1985, v.016, p.1255.
18. Zavada P. Z.Phys.C.Particles and Filds, 1986, v.32, p.135.
19. Аммосов В.В. и др. ЯФ, 1986, т.43, с.1186.
20. Bohm G. et.al. XXII Int. Conf.on High Energy Phys.,Leipzig, 1984.Proc.v.1,p.349.

Рукопись поступила в издательский отдел  
4 мая 1969 года.