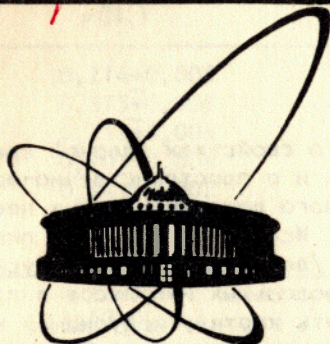


83-192

2987/83



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

1-83-192

9/6-83

А.И.Аношин, В.Б.Любимов, В.В.Ужинский

ИССЛЕДОВАНИЕ  
ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ ИСПУСКАНИЯ ПРОТОНОВ  
В НЕУПРУГИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ  
 $\pi^-$  МЕЗОНОВ С ЯДРАМИ УГЛЕРОДА  
ПРИ  $P_{\pi^-} = 40$  ГэВ/с

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1983

## §1. ВВЕДЕНИЕ

Значительную долю информации как о свойствах ядерной среды в адрон-ядерных взаимодействиях, так и о пространственно-временном развитии процесса множественного рождения частиц несут нуклоны, испускаемые из ядра-мишени. Исследование одних лишь "продольных" характеристик нуклонов /вероятностей их испускания вперед и назад, распределений продольных импульсов в л.с./ дает возможность в общих чертах понять картину испускания нуклонов из ядра, возбуждаемого налетающим адроном. Ниже будут представлены результаты подобного рода исследования неупругих взаимодействий  $\pi^-$ -мезонов с импульсом 40 ГэВ/с с ядрами углерода вместе с их интерпретацией в рамках эйконального подхода.

В исследованиях мы ограничились изучением неупругих  $\pi^-^{12}\text{C}$ -взаимодействий, в которых были исключены взаимодействия с квазисвободными нуклонами ядра углерода\*. 8642 таких взаимодействий были отобраны в результате просмотра и измерений следов частиц на стереофотоснимках событий в двухметровой пропановой пузырьковой камере ЛВЭ ОИЯИ, облученной  $\pi^-$ -мезонами в ИФВЭ /Серпухов/. Методика обработки событий и идентификации частиц изложена в работах /1-6/.

При построении спектров в л.с. продольных импульсов протонов ( $P_{||}$ ) брались как все зарегистрированные протоны с импульсами вплоть до 1 ГэВ/с, так и протоны с импульсами  $P_{||}$  в интервале  $0,14 < P_{||} < 0,70$  ГэВ/с, в котором их идентификация наиболее надежна. Оказалось, что оба способа дают неотличающиеся, в пределах ошибок, результаты, поэтому здесь приводятся данные, относящиеся ко всем зарегистрированным протонам.

## §2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПРОТОНОВ ПО МНОЖЕСТВЕННОСТИ

В табл.1\*\* /второй столбец/ приведены значения вероятностей  $\rho(N_p)$  испускания  $N_p$  протонов в событии, определенные как

$$\rho(N_p) = N_{st}(N_p) / N_{st} \quad /1/$$

\* Отобраным взаимодействиям соответствует сечение  $87,5 \pm 1,0$  мб.

\*\* Во всех таблицах величины, полученные по аппроксимационным формулам и рассчитанные по модели, имеют индексы "а" и "м" соответственно. Экспериментальные величины индексов не имеют.

$N_p$	$\rho(N_p)$	$\rho_M(N_p)$	$\langle v \rangle$
0	0,214 $\pm$ 0,005	0,192	1,882
1	0,375 $\pm$ 0,008	0,370	1,990
2	0,251 $\pm$ 0,006	0,290	2,104
3	0,105 $\pm$ 0,004	0,119	2,224
4	0,041 $\pm$ 0,002	0,027	2,348
5	0,012 $\pm$ 0,001	0,003	2,478
6	0,002 $\pm$ 0,001	0	2,615
$\langle N_p \rangle$	1,43 $\pm$ 0,02	1,43	

где  $N_{st}(N_p)$  - число событий /звезд/ с  $N_p$  протонами,  $N_{st} = 8642$  - полное число неупругих взаимодействий.

В табл.2 /четвертый столбец/ приведены значения вероятностей  $W(f, b)$  испускания  $f$ -протонов в переднюю /ПП/ и  $b$ -протонов в заднюю /ЗП/ полусферы л.с. в классах событий с  $N_p$  протонами

$$N_p = f + b, \quad /2/$$

$$W(f, b) = N_{st}(N_p, f, b) / N_{st}(N_p), \quad /3/$$

где  $N_{st}(N_p, f, b)$  - число событий с  $N_p$  протонами,  $f$  из которых испущены в ПП.

Вероятности  $W(b)$  испускания  $b$ -протонов в ЗП и вероятности  $W(f)$  испускания  $f$ -протонов в ПП, полученные по формулам

$$\begin{cases} W(b) = \sum_{N_p=b}^6 \rho(N_p) \cdot W(f, b), & f = N_p - b, \\ W(f) = \sum_{N_p=f}^6 \rho(N_p) \cdot W(f, b), & b = N_p - f \end{cases} \quad /4/$$

с использованием данных табл.1 и 2, приведены соответственно в табл.3 и 4. Интересно отметить, что вероятности  $W(b)$  и  $W(f)$  хорошо аппроксимируются /см. табл.3 и 4 третьи столбцы/ следующими выражениями:

$$\begin{cases} W(b=1) = 1/3, \\ W(b) = [W(b=1)]^b \cdot (1 - b/4), & b > 1, \end{cases} \quad /5/$$

Таблица 2

$N_p$	$f$	$\beta$	$W(f, \beta)$	$W_M(f, \beta)$
1	1	0	$0,62 \pm 0,02$	0,691
	0	1	$0,38 \pm 0,01$	0,309
2	2	0	$0,48 \pm 0,02$	0,456
	1	1	$0,44 \pm 0,02$	0,447
	0	2	$0,074 \pm 0,006$	0,097
3	3	0	$0,33 \pm 0,02$	0,291
	2	1	$0,46 \pm 0,03$	0,451
	1	2	$0,19 \pm 0,02$	0,221
	0	3	$0,017 \pm 0,004$	0,031
4	4	0	$0,21 \pm 0,03$	0,183
	3	1	$0,41 \pm 0,04$	0,399
	2	2	$0,31 \pm 0,03$	0,310
	1	3	$0,071 \pm 0,015$	0,098
	0	4	$0,003 \pm 0,003$	0,010
5	5	0	$0,17 \pm 0,04$	0,114
	4	1	$0,35 \pm 0,07$	0,319
	3	2	$0,42 \pm 0,07$	0,346
	2	3	$0,05 \pm 0,02$	0,177
	1	4	$0,02 \pm 0,01$	0,041
	0	5	0	0,003
6	6	0	$0,06 \pm 0,06$	0,071
	5	1	$0,24 \pm 0,13$	0,242
	4	2	$0,35 \pm 0,17$	0,337
	3	3	$0,35 \pm 0,17$	0,242
	2	4	0	0,092

Таблица 3

$b$	$W(b)$	$W_a(b)$	$W_M(b)$	$\langle \nu \rangle$
1	$0,323 \pm 0,009$	0,333	0,310	1,995
2	$0,057 \pm 0,003$	0,056	0,064	1,910
3	$0,006 \pm 0,001$	0,009	0,007	1,825
4	$0,0004 \pm 0,0003$	0	0	1,738
5	0	0	0	1,649
6	0	0	0	1,556
$\langle b \rangle$	$0,46 \pm 0,001$	0,472	0,46	

$$\begin{cases} W(f=1) = W(b=1) \cdot (1 + 1/8), \\ W(f) = 2 \cdot [W(f=1)]^f \cdot (1 - f/8), \quad f > 1. \end{cases}$$

Из /5/ видно, что зависимости вероятностей испускания протонов в ПП и ЗП от множественности протонов отличаются от чисто показательной. Это указывает на присутствие некоторой коррелированности в испускании протонов, которая, по-видимому, в значительной степени обусловлена конечностью числа нуклонов в ядре.

Таблица 4

$f$	$W(f)$	$W_a(f)$	$W_M(b)$	$\langle \nu \rangle$
1	$0,366 \pm 0,011$	0,375	0,414	2,037
2	$0,182 \pm 0,007$	0,188	0,195	2,248
3	$0,057 \pm 0,003$	0,053	0,046	2,482
4	$0,024 \pm 0,002$	0,013	0,006	2,739
5	$0,0025 \pm 0,0006$	0,0025	0	3,021
6	$0,0001 \pm 0,0001$	0	0	3,328
$\langle f \rangle$	$0,97 \pm 0,02$	0,975	0,97	

### §3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПРОТОНОВ ПО ПРОДОЛЬНОМУ ИМПУЛЬСУ В Л.С.

На рис.1 представлен экспериментально полученный спектр продольных импульсов в л.с. протонов  $(dN/dP_{||})_{N_p=1}$  при  $N_p = 1$ . Оказывается, что используя этот спектр и вероятности  $W(f, b)$ , можно построить спектры  $(dN/dP_{||})_{N_p, f, b}$  при любых значениях  $N_p$ ,  $f$  и  $b$ , практически совпадающие с экспериментальными по следующей формуле:

$$(dN/dP_{||})_{N_p, f, b} = \begin{cases} f \cdot \eta_f \cdot W(f, b) \cdot N_{st}(N_p), & P_{||} > 0, \\ b \cdot \eta_b \cdot W(f, b) \cdot N_{st}(N_p), & P_{||} < 0, \end{cases} \quad /6/$$

где

$$\eta_f = \frac{(dN/dP_{||})_{N_p=1}}{N_{st}(N_p=f=1)}, \quad \eta_b = \frac{(dN/dP_{||})_{N_p=1}}{N_{st}(N_p=b=1)}. \quad /7/$$

В качестве примера на рис.2 показаны экспериментальные /точки/ и вычисленные /линии/ по формуле /6/ распределения  $(dN/dP_{||})_{N_p=2, f=1}$ . Исходя из формул /3/, /6/, /7/, нетрудно показать, что нормированный на число испущенных протонов спектр их продольных импульсов имеет вид

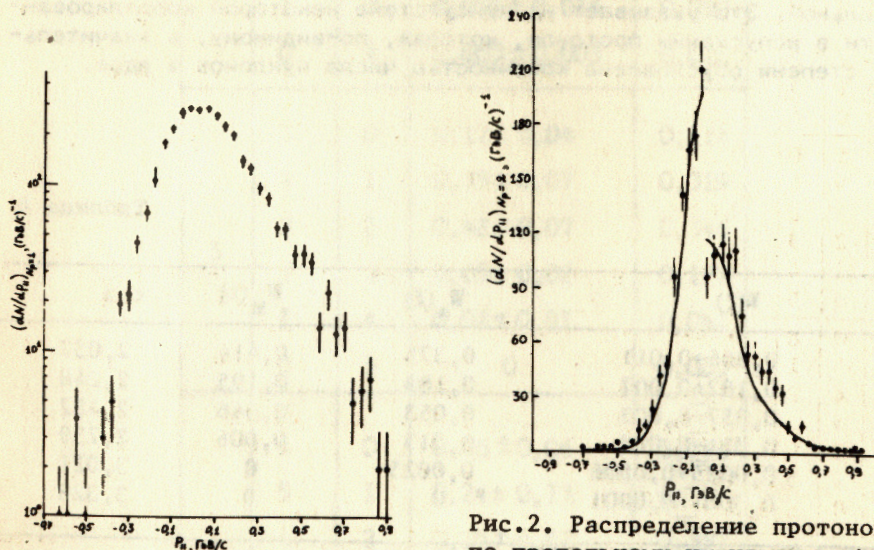


Рис.1. Распределение протонов по продольному импульсу в событиях  $N$  с  $N_p = 1$ .

Рис.2. Распределение протонов по продольному импульсу в событиях с  $N_p = 2$  /  $f=1, b=1$ /. Точки - эксперимент, линии - расчет по формуле /6/.

$$(dN/dP_{||})_{N_p, f, b} = \frac{1}{f+b} \cdot (f \cdot \eta_f + b \cdot \eta_b).$$

/8/

В качестве примера, подтверждающего справедливость этого выражения, в табл.5 приведены экспериментальные и вычисленные на основе /8/ значения средних продольных импульсов протонов в зависимости от  $N_p, f, b$ .

Таблица 5

$N_p$	$f$	$b$	$\langle P_{  } \rangle, \text{ГэВ/с}$	$\langle P_{  } \rangle_a, \text{ГэВ/с}$	$\langle P_{  } \rangle, \text{ГэВ/с}$	$\langle P_{  } \rangle_a, \text{ГэВ/с}$
1	1	0	$0,203 \pm 0,006$	$0,203 \pm 0,006$	$0,085 \pm 0,005$	$0,085 \pm 0,006$
	0	1	$-0,109 \pm 0,003$	$-0,109 \pm 0,003$		
2	2	0	$0,200 \pm 0,004$	$0,203 \pm 0,006$	$0,110 \pm 0,003$	$0,110 \pm 0,006$
	1	1	$0,047 \pm 0,005$	$0,047 \pm 0,003$		
	0	2	$-0,103 \pm 0,005$	$-0,109 \pm 0,003$		
3	3	0	$0,190 \pm 0,005$	$0,203 \pm 0,006$	$0,106 \pm 0,004$	$0,110 \pm 0,007$
	2	1	$0,099 \pm 0,007$	$0,099 \pm 0,004$		
	1	2	$-0,006 \pm 0,009$	$-0,005 \pm 0,003$		
4	0	3	$-0,115 \pm 0,013$	$-0,109 \pm 0,003$	$0,102 \pm 0,006$	$0,106 \pm 0,010$
	4	0	$0,199 \pm 0,010$	$0,203 \pm 0,006$		
	3	1	$0,121 \pm 0,009$	$0,125 \pm 0,005$		
	2	2	$0,045 \pm 0,011$	$0,047 \pm 0,003$		
5	1	3	$-0,037 \pm 0,018$	$-0,031 \pm 0,003$	$0,107 \pm 0,009$	$0,117 \pm 0,017$
	0	4	$-0,240 \pm 0,074^*$	$-0,109 \pm 0,003$		
	5	0	$0,188 \pm 0,019$	$0,203 \pm 0,006$		
	4	1	$0,121 \pm 0,015$	$0,141 \pm 0,005$		
	3	2	$0,078 \pm 0,015$	$0,078 \pm 0,004$		
6	2	3	$0,027 \pm 0,038$	$0,016 \pm 0,003$	$0,116 \pm 0,020$	$0,100 \pm 0,040$
	1	4	$-0,030 \pm 0,064$	$-0,047 \pm 0,003$		
	0	5	**			
	6	0	$0,144 \pm 0,035^*$	$0,203 \pm 0,006$		
	5	1	$0,131 \pm 0,039$	$0,151 \pm 0,005$		
	4	2	$0,128 \pm 0,036$	$0,099 \pm 0,004$		
6	3	3	$0,089 \pm 0,035$	$0,047 \pm 0,003$		
	2	4	**			
	1	5	**			
	0	6	**			

\* Имеется только одно событие

\*\* Таких событий не имеется

Полученные результаты говорят о независимости спектров продольных импульсов протонов от их множественности в каждой из полусфер л.с. Иными словами, спектры продольных импульсов протонов имеют скейлинговый характер относительно их множественности.

#### §4. ПОЛУЭМПИРИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ИСПУСКАНИЯ ПРОТОНОВ В НЕУПРУГИХ АДРОН-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

Подробное исследование распределений по множественностям протонов, предпринятое в разделе 2, допускает детальную проверку моделей, претендующих на описание вероятностей испускания нуклонов из ядра в неупругих адрон-ядерных взаимодействиях. Результаты раздела 3 указывают на несущественность каких-либо корреляций динамической природы при построении таких моделей. Далее, вид аппроксимационных формул /5/ говорит о наличии корреляций в испускании протонов, обусловленных, скорее всего, лишь ограниченностью числа нуклонов в ядре.

В соответствии с этими замечаниями построим полуэмпирическую модель испускания протонов в адрон-ядерных взаимодействиях и сравним ее предсказания с представленными данными.

Представим неупругое адрон-ядерное взаимодействие при высоких энергиях как процесс, имеющий две стадии - быструю и медленную. На быстрой стадии процесса происходит множественное рождение высокоэнергичных адронов и выбивание некоторых нуклонов ядра. На медленной стадии происходит релаксация возбужденного ядра и испускание основной части ядерных нуклонов вместе с дополнительным рождением малоэнергичных адронов. Исходя из такого представления, будем разделять протоны на "прямые" (d), т.е. выбиваемые на быстрой стадии, и "вторичные" (s), испускаемые на медленной стадии.

Пусть на быстрой стадии было затронуто  $\nu$  нуклонов ядра, среди которых  $m$  оказались протонами, а  $\nu - m$  - нейтронами. Вероятность такой конфигурации из  $\nu$  - нуклонов, в случае одинаковых распределений протонов и нейтронов в ядре с массовым числом  $A$ , определим как

$$C_n^{\nu-m} \cdot C_p^m / C_A^\nu \quad /9/$$

где  $C_k^l$  - число сочетаний из  $k$  по  $l$ ,  $n$  и  $p$  - соответственно число нейтронов и протонов в ядре ( $A = n + p$ ).

Очевидно, что не все  $m$  "прямых" протонов будут зарегистрированы, т.к. они могут испытать перезарядку, не попасть в область надежной идентификации по углу вылета или /и/ по импульсу. Будем считать, что каждый из "прямых" протонов имеет одну и ту же вероятность регистрации  $\omega$ . Тогда вероятность наблюдения  $d$  из  $m$  "прямых" протонов равна

$$[C_n^{\nu-m} \cdot C_p^m / C_A^\nu] \cdot [C_m^d \cdot \omega^d \cdot (1-\omega)^{m-d}] \quad /10/$$

Очевидно также, что не все "вторичные" протоны могут быть зарегистрированы /по тем же причинам, что и "прямые" протоны/. Примем, что вероятность регистрации любого "вторичного" протона равна  $a$ . Вероятность же регистрации  $s$  таких протонов определится как

$$C_{p-m}^s \cdot a^s \cdot (1-a)^{p-m-s} \quad /11/$$

Если каждый "вторичный" протон с равной вероятностью может быть испущен в ПП или ЗП, то вероятность того, что  $b$  из  $s$ -протонов попадут в ЗП, равна

$$C_s^b \cdot \left(\frac{1}{2}\right)^b \cdot \left(1 - \frac{1}{2}\right)^{s-b} = C_s^b \cdot 2^{-s} \quad /12/$$

Умножая произведение выражений /10/, /11/ и /12/ на вероятность  $\nu$ -кратного взаимодействия адрона-снаряда с нуклонами ядра ( $P_\nu$ ) и суммируя по  $\nu$  и  $m$ , найдем вероятность того, что в результате неупругого адрон-ядерного соударения будет зарегистрировано  $d$  "прямых" протонов,  $s$  "вторичных" протонов, причем среди последних  $b$  -протонов в ЗП

$$W(d, s, b) = \sum_{\nu=d}^{A-s} \sum_{m=d}^{\min[\nu, p-1]} P_\nu \cdot [C_n^{\nu-m} \cdot C_p^m / C_A^\nu] \cdot \times \quad /13/$$

$$\times [C_m^d \cdot \omega^d \cdot (1-\omega)^{m-d}] \cdot [C_{p-m}^s \cdot a^s \cdot (1-a)^{p-m-s}] \cdot C_s^b \cdot 2^{-s} \quad .$$

Исходя из этого выражения, можно определить:

а/ вероятность наблюдения  $N_p$  протонов

$$p(N_p) = \sum_{d+s=N_p} W(d, s, b); \quad /14/$$

б/ вероятность регистрации  $f$ -протонов в ПП и  $b$ -протонов в ЗП, считая, что "прямые" (d) протоны всегда испускаются в ПП

$$\tilde{W}(f, b) = \sum_{s=b}^{f+b} W(f-s+b, s, b); \quad /15/$$

в/ вероятность наблюдения  $f$ - и  $b$ -протонов в классе событий с  $N_p$  протонами ( $N_p = f + b$ )

$$W(f, b) = \bar{W}(f, b) / \rho(f + b); \quad /16/$$

г/ распределение по числу  $f$ -протонов

$$W(f) = \sum_{d=0}^f \sum_{b=0}^{p-f+d} W(d, f-d+b, b), \quad /17/$$

д/ распределение по числу  $b$ -протонов

$$W(b) = \sum_{s=b}^p \sum_{d=0}^{p-s} W(d, s, b). \quad /18/$$

Вероятности  $P_\nu$  столкновения адрона-снаряда с  $\nu$ -нуклонами ядра  $A$  могут быть вычислены в рамках моделей эйконольного типа /7,8/, в которых

$$P_\nu = \alpha_\nu / \sigma_{hA}, \quad /19/$$

где

$$\alpha_\nu = C_A^\nu \cdot \int d^2b \left[ \frac{\alpha_{hN} \cdot T(b)}{A} \right]^\nu \cdot \left[ 1 - \frac{\alpha_{hN} \cdot T(b)}{A} \right]^{A-\nu}, \quad /20/$$

$\sigma_{hA}$  - сечение неупругого адрон-ядерного взаимодействия

$$\alpha_{hA} = \sum_{\nu=1}^A \alpha_\nu, \quad /21/$$

$\sigma_{hN}$  - сечение\* неупругого адрон-нуклонного взаимодействия,

$$T(b) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_A(\sqrt{b^2 + z^2}) dz, \quad /22/$$

$\vec{b}$  - прицельный параметр, а  $\rho_A(r = \sqrt{b^2 + z^2})$  - распределение плотности ядерной материи, при вычислении которой для ядра  $^{12}C_6$  была взята осцилляторная волновая функция с заполненными  $S$ - и  $P$ -оболочками

\* В расчетах полагалось  $\sigma_{\pi-P} = 21,4$  мб.

$$\rho_A(\vec{r}) = 4 \cdot \left( \frac{\gamma}{\pi} \right)^{3/2} \cdot e^{-\gamma r^2} \cdot \left( 1 + \frac{2\gamma}{\pi} \cdot r^2 \right), \quad \gamma = 0,347 \text{ (Фм)}^{-2}. \quad /23/$$

Для описания неупругих  $\pi^{-12}C$ -взаимодействий, в которых исключены /при отборе событий/ взаимодействия с квазисвободными нуклонами, величина  $\sigma_1$  была заменена на  $\sigma_{\nu=1} - \Delta\sigma$ . Здесь  $\Delta\sigma$  определена как разность сечений неупругих  $\pi^{-12}C$ -взаимодействий с квазинуклонными и без квазинуклонных соударений /соответствующие величины равны  $179 \pm 2$  мб и  $87,5 \pm 1,0$  мб /9/. При этой замене предполагалось, что уменьшение сечения пион-углеродного взаимодействия при исключении квазинуклонных столкновений происходит, в основном, за счет исключения части однократных соударений. Расчет, выполненный по формулам /19/-/23/, позволил определить величины  $P_\nu$  и среднее число пион-нуклонных соударений в ядре для отобранных  $\pi^{-12}C$ -взаимодействий

$$\langle \nu \rangle = \sum_{\nu=1}^{12} \nu \cdot P_\nu = 2,042. \quad /24/$$

Из вышеизложенного видно, что в модели имеются только два параметра  $a$  и  $\omega$ , определяемых эмпирически. Для величины  $a$ , согласно /13/ и /18/, можно записать следующее выражение:

$$2 \langle b \rangle = a \cdot (p - p \langle \nu \rangle / A). \quad /25/$$

Подставляя в него значение  $\langle \nu \rangle$  из /24/ и  $\langle b \rangle$  из табл.3, получаем

$$a = 0,185 \pm 0,004. \quad /26/$$

Величину  $\omega$  определим из соотношения

$$\langle f \rangle - \langle b \rangle = \frac{p}{A} \cdot \langle \nu \rangle \cdot \omega, \quad /27/$$

следующего из /13/ и /17/. Снова используя  $\langle f \rangle$  из табл.4,  $\langle b \rangle$  из табл.3 и  $\langle \nu \rangle$  из выражения /24/, имеем

$$\omega = 0,50 \pm 0,02. \quad /28/$$

Зная величины  $\omega$  и  $a$ , можно было рассчитывать различные распределения, представленные в табл.1-4, вместе с величинами  $\langle \nu \rangle$  для соответствующих классов событий. В табл.6 для событий с различной множественностью протонов в ПП приведены вычисленные по модели значения средних множественностей "прямых" ( $\langle d \rangle$ ) и "вторичных" ( $\langle s-b \rangle$ ) протонов в той же полусфере.

Таблица 6

f	<d>	<s-b>
1	0,559	0,441
2	1,025	0,975
3	1,436	1,564
4	1,823	2,177
5	2,206	2,794
6	2,596	3,404

$f = \langle d \rangle + \langle s - b \rangle$

## §5. ОБСУЖДЕНИЕ

Сравнение экспериментальных и вычисленных распределений по множественностям протонов в ПП и ЗП показывает их удовлетворительное согласие\*, что служит указанием на справедливость исходных предположений модели. Поэтому представляет интерес рассмотреть ее предсказания и сравнить их с известными экспериментальными данными.

1. Пусть  $\alpha \rightarrow 0$ , что может быть достигнуто при увеличении нижней границы импульсов регистрируемых протонов. Тогда в сумму /14/ основной вклад дают члены с  $s = 0$ . Поэтому распределение по числу испущенных протонов в этом случае, в основном, определяется распределением  $P_\nu$ . Следовательно,  $\langle N_p \rangle \sim \langle \nu \rangle \sim A^{1/3}$ , что согласуется с наблюдаемыми закономерностями /10, 11/.
2. Пусть  $A$  и  $p$  стремятся к бесконечности, а величина  $\langle \nu \rangle$  остается ограниченной. Тогда при постоянной, а скорее всего, при уменьшающейся величине  $\alpha$  распределения по полной множественности протонов и по числу протонов, испущенных в ЗП, стремятся к пуассоновским распределениям, что не противоречит экспериментальным данным /3, 11, 12/.
3. В рамках вышеизложенной модели находит естественное объяснение ранее отмечавшаяся слабая /сильная/ зависимость характеристик вторичных высокоэнергичных адронов от множественности протонов в ЗП /ПП/ /13/. Действительно, среднее число столкновений  $\langle \nu \rangle$  адрона-снаряда с нуклонами ядра, от которого зависят характеристики рожденных адронов, слабо меняется с ростом числа протонов в ЗП /см. табл. 3/ и заметно возрастает с ростом полного числа протонов  $N_p$  /см. табл. 1/ и множественности протонов в ПП /см. табл. 4/.
4. Согласно модели, в ПП, кроме "вторичных", испускаются еще и "прямые" протоны. Если более жесткий спектр продольных импульсов  $f$ -протонов по сравнению со спектром протонов, испущенных в ЗП, объясняется большей жесткостью спектра "прямых" протонов /по сравнению со спектром "вторичных"/, то с уменьшением их доли среди  $f$ -протонов спектр последних должен смягчаться. Как видно из табл. 6, с ростом числа  $f$ -протонов доля "прямых"  $d$ -протонов уменьшается незначительно, чем и

\* Некоторые различия в распределениях, возможно, объясняются не вполне корректным учетом исключения квазиупругих столкновений.

объясняется независимость вида спектров от множественности протонов, отмечавшаяся во многих работах /см. /5, 13, 14/ /.

Подводя итог, можно заключить, что предложенная модель позволяет описать многие наблюдаемые закономерности. Следует, однако, заметить, что при сравнении предсказаний модели с экспериментальными данными нужно соблюдать определенную осторожность. В модели предполагается, что как протоны-участники быстрой стадии взаимодействия, так и протоны-спектейторы находятся в одинаковых условиях. Последнее нарушается в периферических взаимодействиях. Поэтому для сравнения нужно привлекать данные о событиях, в которых доля событий квазинуклонных и периферических соударений минимальна, что может быть достигнуто или отбором, или использованием тяжелых ядерных мишеней.

Кроме того, в модели предполагается, что "прямые" нуклоны не испытывают повторных взаимодействий. В тяжелых же ядрах, по видимому, нуклоны отдачи каскадно перерассеиваются. Учесть такую возможность несложно /см. /15, 18/ /, однако при анализе  $\pi^-C$ -взаимодействий в этом нет необходимости.

## §6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальные данные /см., например, /8, 5, 12-14/ /, в том числе представленные нами, свидетельствуют о слабости динамических корреляций между протонами, испускаемыми в неупругих адрон-ядерных взаимодействиях\*. Корреляции, наблюдаемые в распределениях по множественностям протонов, скорее всего, обусловлены конечностью числа ядерных протонов. В основном, протоны эмитируют независимо друг от друга.

Авторы выражают глубокую благодарность международному коллективу сотрудничества по обработке снимков с 2-метровой пропановой пузырьковой камеры, а также М.К. Сулейманову за помощь в работе и полезные обсуждения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Абдурахимов А.У. и др. ЯФ, 1972, 16, с. 989; Valea O. et al. Phys.Lett.B, 1972, 39, p. 571.
2. Ангелов Н. и др. ЯФ, 1975, 22, с. 1026. ЯФ, 1975, 22, с. 1026.
3. Азимов С.А. и др. ЯФ, 1975, 22, с. 750.
4. Азимов С.А. и др. ЯФ, 1975, 22, с. 1168. Azimov S.A. et al. Nucl.Phys.B., 1976, 107, p. 45.

\* К аналогичному выводу пришли авторы работы /17/ при анализе тех же данных с помощью модели /15/.

5. Азимов С.А. и др. ЯФ, 1976, 23, с. 987.
6. Ангелов Н. и др. ЯФ, 1977, 25, с. 1013.
7. Kolbig K.S., Margolis B. Nucl.Phys. B, 1968, 6, p. 85.
8. Шабельский Ю.М. ЭЧАЯ, 1981, т. 12, в. 5, с. 1070.
9. Аллаби Дж. и др. ЯФ, 1970, 12, с. 538.
10. Азимов С.А. и др. В кн.: Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий, ОИЯИ, Д1,2-12036, Дубна, 1978.
11. Арефьев А.В. и др. ЯФ, 1978, 27, с. 716.
12. Арефьев А.В. и др. ЯФ, 1978, 28, с. 1534.
13. Горнов М.Г. и др. ЯФ, 1977, 25, с. 606.
14. Воробьев Л.С. и др. Письма в ЖЭТФ, 1977, 26, с. 113.
15. Andersson B. et al. Phys.Lett. B, 1978, 73, p. 343.
16. Alaverdyan G.B. et al. JINR, E2-12825, Dubna, 1979.
17. Азимов С.А. и др. ЯФ, 1981, 35, с. 1562.

Рукопись поступила в издательский отдел  
28 марта 1983 года.

Аношин А.И., Любимов В.Б., Ужинский В.В. 1-83-192  
Исследование закономерностей испускания протонов в неупругих взаимодействиях  $\pi^-$ -мезонов с ядрами углерода при  $P_{\pi^-} = 40$  ГэВ/с.

Представлены экспериментальные данные о распределениях по продольному импульсу ( $P_{\parallel}$ ) и множественностям протонов, испускаемых в переднюю и заднюю полусферы л.с., в неупругих  $\pi^-C$ -взаимодействиях. В каждой из полусфер наблюдается независимость от множественности нормированных распределений по  $P_{\parallel}$  /скейлинг относительно множественности/. Для описания корреляций между множественностями протонов в полусферах предложена модель, учитывающая конечность числа нуклонов в ядре и пренебрегающая возможными корреляциями динамической природы.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Anoshin A.I., Lyubimov V.B., Uzhinskij V.V. 1-83-192  
Investigation of Regularities of Proton Emission in Inelastic  $\pi^-$ -Meson Interactions with Carbon Nuclei at  $P_{\pi^-} = 40$  GeV/c

The experimental data on longitudinal momentum ( $P_{\parallel}$ ) and multiplicity distributions for the protons emitted into forward and backward hemispheres (l.s.) in inelastic  $\pi^-C$ -interactions are reported. In each hemisphere the independence of normalized distributions on  $P_{\parallel}$  versus multiplicity of the protons (scaling on multiplicity) is found. For a description of correlations between multiplicities of protons in hemispheres a model is suggested taking into account the finiteness of the proton number in a nucleus and neglecting possibilities of dynamical correlations.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой.