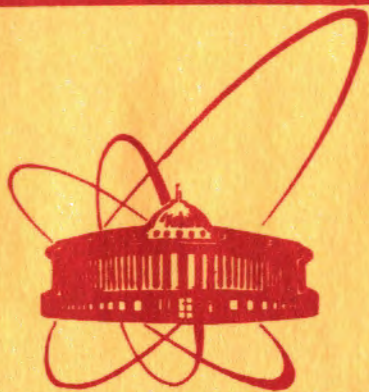


9/VI-80



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

2467/2-80

P1-80-108

Н.О.Ахабабян, В.Г.Гришин, Л.Сямич

МНОГОНУКЛОННЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРОТОНОВ
С ЯДРАМИ УГЛЕРОДА И ТАНТАЛА
ПРИ $P=2,3; 4,2$ и $9,9$ ГэВ/с

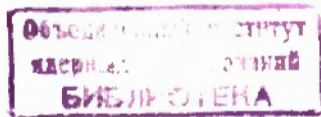
Направлено в ЯФ

1980

§1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение неупругих взаимодействий адронов с ядрами в принципе позволяет исследовать пространственно-временную картину множественного рождения частиц в адрон-нуклонных взаимодействиях. В этом случае ядро является анализатором развития этих процессов с "разрешением" $\Delta r \approx 10^{-13}$ см и $\Delta t \approx 10^{-23}$ с. Однако практическое осуществление этого способа изучения структуры сильных взаимодействий связано с целым рядом трудностей. В частности, экспериментальные данные по адрон-ядерным взаимодействиям, как правило, имеются для всех типов неупругих соударений, в которых значительную долю составляют адрон-нуклонные взаимодействия, особенно для легких ядер ($\geq 50\%$). Поэтому представляет интерес получение данных по таким соударениям адронов с ядрами, в которых участвовало два или более нуклонов ядра /многонуклонные взаимодействия/. В этом случае характеристики множественных процессов в большей степени определяются пространственно-временной структурой ядер, чем в однонуклонных взаимодействиях. Так как структура ядер относительно хорошо известна из опытов по рассеянию электронов на ядрах, то это и дает возможность изучения характеристик множественных процессов на малых расстояниях / $r \sim 10^{-13}$ см/.

В настоящей работе для изучения неупругих многонуклонных взаимодействий используется метод их выделения по полному электрическому заряду всех вторичных релятивистских частиц, образованных в адрон-ядерных соударениях /§3/. Этот метод был уже успешно применен для выделения многонуклонных взаимодействий π^- -мезонов с ядрами углерода и неона в интервале энергий 4-50 ГэВ. Мы приводим данные по множественности вторичных частиц и вероятности многонуклонных взаимодействий для взаимодействия протонов с ядрами углерода (^{12}C) и тантала (^{181}Ta) при $p = 2,3; 4,2$ и $9,9$ ГэВ/с /§3/. Полное сравнение полученных данных с результатами, полученными с помощью теоретических моделей и извлечение на основе этого анализа информации о структуре сильных взаимодействий на малых расстояниях требует трудоемких вычислений с помощью ЭВМ. Поэтому здесь мы приводим лишь первые результаты такого сравнения по вероятности различного типа многонуклонных взаимодействий /§4/.



§2. МЕТОДИКА И СТАТИСТИКА СОБЫТИЙ

Экспериментальные данные получены при облучении 2-метровой пропановой камеры протонами с импульсами 2,3; 4,2 и 9,9 ГэВ/с на синхротроне ОИЯИ. В рабочий объем камеры были помещены пластинки из тантала ($^{181}\text{Ta}_{73}$) с размерами $140 \times 70 \times 1 \text{ мм}^3$ /1,2/. В табл.1 приводится статистика событий, найденных при просмотре стереоснимков, полученных при этих облучениях. При просмотре все заряженные вторичные частицы были идентифицированы по заряду на положительно (n_+) и отрицательно (n_-) заряженные и протоны с импульсом $p \leq 0,7 \text{ ГэВ/с}$ (n_p). При этих энергиях первичных частиц отрицательно заряженные частицы в основном являются π^- -мезонами / $\geq 97\%$ /1,2/. В положительно заряженные частицы (n_+) включены и протоны с $p \geq 0,7 \text{ ГэВ/с}$.

На все события, найденные при визуальном отборе взаимодействий в пластинках тантала, была введена поправка на примесь событий в пропане /7+2/%/1,2/. Полученные события относятся к неупругим взаимодействиям протонов с ядрами тантала, так как при упругом рассеянии протонов их угол отклонения слишком мал для регистрации в камере.

Для получения данных о неупругих взаимодействиях протонов с ядрами углерода все найденные в пропане (C_3H_8) события нормировались на сечение взаимодействия протонов с молекулой пропана:

$$\sigma(p, \text{C}_3\text{H}_8) = 3\sigma_{\text{in}}(p^{12}\text{C}) + k_1 \cdot 3\sigma_{\text{el}}(p^{12}\text{C}) + 8\sigma_{\text{in}}(\text{pp}) + k_2 \cdot 8\sigma_{\text{el}}(\text{pp}). \quad /1/$$

Коэффициенты k_1 и k_2 учитывают потери событий упругого рассеяния, которые лишь частично регистрируются в камере. Для $p^{12}\text{C}$ -

Таблица 1

Статистика событий

P (ГэВ/с)	P + (C_3H_8)	P^{12}C	P^{181}Ta
2,3	2028	1354	980
4,2	2407	1600	1129
9,9	1424	1019	1031

взаимодействий - это рассеяния с $\theta \leq \theta_1$ /однолучевые события/, и для pp-взаимодействий это события с импульсом протона отдачи $p \leq 180 \text{ МэВ/с}^*$. Значения сечений, входящих в формулу /1/, брались из работ /3,4/. Отсюда и было найдено число неупругих взаимодействий протонов с ядрами углерода /табл.1/.

§3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В работах /5,6/ был предложен метод выделения многоуклонных взаимодействий по суммарному электрическому заряду (Q) релятивистских вторичных частиц:

$$Q = n_+ - n_-. \quad /2/$$

где n_+ - число положительно заряженных пионов в событии, включая протоны с $p \geq 0,7 \text{ ГэВ}$, и n_- - число π^- -мезонов. Эта величина для pp-взаимодействий

$$Q = 2,1,0 \quad /3/$$

в зависимости от числа идентифицированных протонов с $p \leq 0,7 \text{ ГэВ/с}$, для pp-взаимодействий

$$Q = -1,0,1. \quad /4/$$

Таблица 2

Неупругие $p^{12}\text{C}$ - взаимодействия при $p = 2,3 \text{ ГэВ/с}$

Q	Эксп. (%)	Модель (%)	$\langle n_- \rangle$	$\langle n_+ \rangle$	$\langle n_p \rangle$
-2	$0,22 \pm 0,13$	0,11	$2,00 \pm 0,0$	$0,0 \pm 0,0$	$3,67 \pm 0,98$
-1	$3,03 \pm 0,47$	1,5	$1,0 \pm 0,0$	$0,0 \pm 0,0$	$3,15 \pm 0,20$
0	$32,87 \pm 1,56$	18,8	$0,16 \pm 0,01$	$0,16 \pm 0,01$	$2,48 \pm 0,05$
1	$40,03 \pm 1,72$	62,3	$0,08 \pm 0,01$	$1,08 \pm 0,01$	$1,30 \pm 0,03$
2	$20,24 \pm 1,22$	15,5	$0,05 \pm 0,01$	$2,05 \pm 0,01$	$0,73 \pm 0,04$
≥ 3	$3,32 \pm 0,49$	1,7	$0,0 \pm 0,0$	$3,0 \pm 0,0$	$0,92 \pm 0,18$
Все события	$Q = 0,87 \pm 0,03$	0,97	$0,13 \pm 0,02$	$1,00 \pm 0,03$	$1,62 \pm 0,04$

* Мы также ввели поправки на потери событий квазиупругого рассеяния протонов на ядрах углерода. Они составляют /1-2/% от полного неупругого сечения.

При взаимодействии протонов с ядрами значение Q может меняться в широком интервале из-за неупругих взаимодействий протонов с несколькими нуклонами ядра, при которых переданный импульс $|t| \sim p^2 \geq 0,5 / \text{ГэВ}/c / ^2$. Поэтому выделение событий с $Q \geq 3$ и $Q \leq -2$ позволяет изучать многонуклонные взаимодействия.

В табл. 2-7 приведены распределения найденных событий по Q и средние значения $\langle n_- \rangle$, $\langle n_+ \rangle$, $\langle n_p \rangle$ при данном Q .

Отметим общие закономерности поведения многонуклонных взаимодействий с $Q \geq 3$ с зависимости от импульса первичных протонов и типа ядра мишени. Из табл. 2, 3 видно, что при $p = 2,3$ ГэВ/с с точностью $\leq 3\%$ все взаимодействия происходят на одном нуклоне мишени независимо от типа ядра. Этот результат следует также из равенства средних значений числа π^- -мезонов в pN - и pA -взаимодействиях [7]:

$$\langle n_-(pN) \rangle \approx \langle n_-(p^{12}\text{C}) \rangle \approx \langle n_-(p\text{Ta}) \rangle \approx 0,15.$$

Таким образом, неупругие многонуклонные взаимодействия имеют пороговый характер и при $p \leq 2,3$ ГэВ/с практически не происходят. При $p = 4,2$ ГэВ/с [табл. 4, 5] они составляют уже 18-9% для обоих типов ядер мишени.

Однако множественности $\langle n_- \rangle$ в многонуклонных взаимодействиях ($Q \geq 3$) в пределах ошибок не отличаются от $\langle n_-(pp) \rangle = 0,25 \pm 0,01$. Этот результат показывает, что характер многонуклонных взаимодействий при $p = 4,2$ ГэВ/с в основном определяется такими

Таблица 3

Неупругие $p\text{Ta}$ -взаимодействия при $p = 2,3$ ГэВ/с

Q	Эксп. (%)	Модель (%)	$\langle n_- \rangle$	$\langle n_+ \rangle$	$\langle n_p \rangle$
-2	$0,33 \pm 0,19$	2,5	2,00	—	$2,42 \pm 0,27$
-1	$4,28 \pm 0,68$	9,3	1,00	—	$2,78 \pm 0,21$
0	$31,47 \pm 1,86$	28,3	$0,17 \pm 0,02$	$0,17 \pm 0,02$	$2,79 \pm 0,09$
1	$49,89 \pm 2,34$	45,3	$0,04 \pm 0,01$	$1,04 \pm 0,01$	$1,25 \pm 0,06$
2	$12,61 \pm 1,18$	12,1	$0,04 \pm 0,01$	$2,04 \pm 0,01$	$0,88 \pm 0,11$
≥ 3	$1,42 \pm 0,39$	1,5	$0,07 \pm 0,07$	$3,08 \pm 0,07$	$0,66 \pm 0,22$
Все события $Q = 0,74 \pm 0,04$; 0,60			$0,13 \pm 0,01$	$1,71 \pm 0,05$	$0,87 \pm 0,02$

механизмами вторичных соударений, в которых не происходит образования новых отрицательных пионов. Наконец, при $p = 9,9$ ГэВ/с [табл. 6, 7] уже наблюдается существенное различие во множественностях n_- для pp -взаимодействий $\langle n_-(pp) \rangle = 0,59 \pm 0,02$ и pA -соударений с $Q \geq 3$ $\langle n_- \rangle = 1,1 \pm 0,1$. Однако множественности $\langle n_- \rangle$ в многонуклонных взаимодействиях ($Q \geq 3$) для pC - и $p\text{Ta}$ -соударений в пределах ошибок одинаковы, хотя их доля различна /18% и 36%. Возможно, что при этих энергиях в неупругих многонуклонных взаимодействиях участвует в среднем одно и то же число протонов ($\langle n_p \rangle \approx \frac{\langle n_-(Q \geq 3) \rangle}{\langle n_-(pp) \rangle} = 2$).

События с $Q \leq -2$ связаны со взаимодействиями протонов с несколькими нейтронами, которые диссоциируют: $p \rightarrow p\pi^-$ /импульс протона $\leq 0,7$ ГэВ/с /^{5,6}. Изучение таких событий представляет большой интерес. Однако вероятность процесса $p \rightarrow p\pi^-$ мала, и поэтому доля событий с $Q \leq -2$ составляет лишь 0,3-0,5% [табл. 2-7]. Для их изучения необходимо существенное увеличение статистики.

Интересно сравнить наши результаты с данными, полученными для $\pi^-^{12}\text{C}$ -взаимодействий при $p = 5$ и 40 ГэВ/с с помощью пропановых пузырьковых камер [5, 8]. В этом случае методика отбора событий была примерно одна и та же, и поэтому данные по многонуклонным взаимодействиям сопоставимы. Доля взаимодействий π^- -мезонов с несколькими протонами ядра углерода

Таблица 4

Неупругие $p^{12}\text{C}$ -взаимодействия при $p = 4,2$ ГэВ/с

Q	Эксп. (%)	Модель (%)	$\langle n_- \rangle$	$\langle n_+ \rangle$	$\langle n_p \rangle$
-1	$1,81 \pm 0,34$	$0,3 \pm 0,1$	$1,24 \pm 0,08$	$0,24 \pm 0,08$	$3,24 \pm 0,35$
0	$13,37 \pm 0,91$	$7,9 \pm 1,2$	$0,74 \pm 0,04$	$0,75 \pm 0,04$	$2,56 \pm 0,10$
1	$48,44 \pm 1,74$	$54,6 \pm 3,6$	$0,26 \pm 0,04$	$1,26 \pm 0,04$	$1,24 \pm 0,08$
2	$28,19 \pm 1,33$	$30,9 \pm 3,8$	$0,23 \pm 0,02$	$2,23 \pm 0,02$	$0,95 \pm 0,04$
3	$6,06 \pm 0,62$	$5,6 \pm 1,6$	$0,26 \pm 0,04$	$3,26 \pm 0,04$	$1,28 \pm 0,13$
≥ 4	$1,87 \pm 0,34$	$0,7 \pm 0,3$	$0,27 \pm 0,09$	$4,27 \pm 0,08$	$1,43 \pm 0,21$
Все события $Q = 1,29 \pm 0,04$			$Q = 1,36 \pm 0,10$	$0,33 \pm 0,02$	$1,62 \pm 0,02$
				$1,37 \pm 0,03$	

($Q \geq 1$) составляет 15% при $p = 5$ ГэВ/с и $19,5 \pm 0,7\%$ при $p = 40$ ГэВ/с, что не противоречит данным для $p^{12}\text{C}$ -взаимодействий с $Q \geq 3$ при $p = 7$ и 9 ГэВ/с соответственно / см. рисунок/. Этот же вывод следует и из значения отношений средних множественностей отрицательных пионов, образованных в $\pi^-(p)^{12}\text{C}$ - и $\pi^-(p)N$ -соударениях / см. табл. 4,6 /^{5,8}/. Таким образом, характер многонуклонных взаимодействий слабо зависит от типа первичной частицы (π, p) при $p = 4-40$ ГэВ/с.

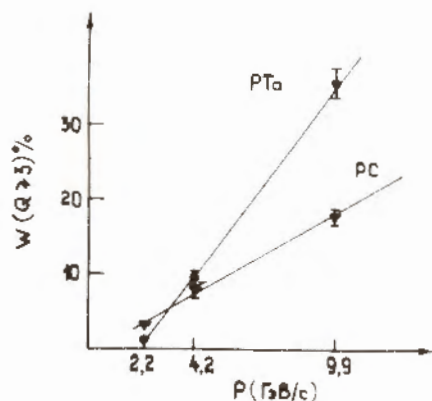


Таблица 5

Неупругие pTa-взаимодействия при $p = 4,2$ ГэВ/с

Q	Эксп. (%)	Модель (%)	$\langle n_- \rangle$	$\langle n_+ \rangle$	$\langle n_p \rangle$
-2	$0,57 \pm 0,25$	$0,2 \pm 0,1$	$2,40 \pm 0,22$	$0,40 \pm 0,22$	$4,80 \pm 0,77$
-1	$7,05 \pm 0,82$	$1,7 \pm 0,6$	$1,29 \pm 0,05$	$0,29 \pm 0,05$	$4,32 \pm 0,25$
0	$19,64 \pm 1,37$	$12,1 \pm 2,2$	$0,69 \pm 0,04$	$0,69 \pm 0,04$	$3,49 \pm 0,17$
1	$40,04 \pm 1,95$	$44,4 \pm 3,6$	$0,31 \pm 0,02$	$1,31 \pm 0,02$	$1,85 \pm 0,10$
2	$23,26 \pm 1,50$	$29,2 \pm 2,8$	$0,25 \pm 0,03$	$2,25 \pm 0,03$	$1,64 \pm 0,14$
3	$6,96 \pm 0,81$	$9,4 \pm 2,2$	$0,17 \pm 0,05$	$3,18 \pm 0,05$	$2,25 \pm 0,21$
≥ 4	$2,48 \pm 0,48$	$2,7 \pm 1,1$	$0,22 \pm 0,08$	$4,30 \pm 0,09$	$2,99 \pm 0,40$
Все события	$Q=1,09 \pm 0,05$	$Q=1,40 \pm 0,10$	$0,44 \pm 0,02$	$1,55 \pm 0,03$	$2,43 \pm 0,07$

§4. СРАВНЕНИЕ С МОДЕЛЬЮ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ

Полученные экспериментальные данные можно сравнить с результатами расчетов по модели многократного рассеяния¹⁹. В этой модели сечения различных процессов образования адронов находятся путем исследования промежуточных состояний адрон-ядерной амплитуды. Для этого используется модель Глаубера с учетом вклада неупругих экранировок¹⁰.

При использовании теоретических распределений по числу неупругих взаимодействий протонов с ν -нуклонами ядра ($\sigma(\nu)/\sigma_{\text{prod}}$) распределения по Q вычислялись по формулам^{9,10}

$$W(\Delta Q) = f_1(C_n^m, V_p, V_n) \quad /5/$$

для $\Delta Q = Q - 1 \geq 0$,

$$W(\Delta Q) = f_2(C_n^m, V_p, V_n) \quad /6/$$

при $\Delta Q < 0$, где C_n^m - число сочетаний, V_p - вероятность образования протона с $p \geq 0,7$ ГэВ/с в pp- и rp-взаимодействиях соответственно. В этих формулах при ν -неупругих взаимодействиях учитываются вероятности соударений с p_p -протонами и ($\nu - p_p$) - нейтронами ядра и образования протонов с $p \geq 0,7$ ГэВ/с в pp- и rp-взаимодействиях*.

Для оценки V_p и V_n использовались экспериментальные данные по pp- и rp-соударениям, выделенным из $p(\text{C}_3\text{H}_8)$ -взаимодействий по стандартным критериям⁶. Было получено, что в 93%, 58% и 39% событий для pp-взаимодействий имеется идентифицированный протон при $p = 2,3$; $4,2$ и $9,9$ ГэВ/с соответственно. Для rp-взаимодействий соответствующие значения V_n оказались равными 33%, 15% и 19%.

После вычислений $W(Q)$ по формулам /5/, /6/ в полученные результаты вводились поправки, связанные с упругим рассеянием протонов на квазисвободных протонах ядра углерода, при котором образуются протоны отдачи с $p \geq 0,7$ ГэВ/с¹⁷. Эти поправки составляют 5% для $p = 9,9$ и $4,2$ ГэВ/с и 7% - для $p = 2,2$ ГэВ/с. Кроме того, к увеличению Q может также привести вылет коррелированных протонов с $p \geq 0,7$ ГэВ/с, которые не участвовали в неупругих взаимодействиях с первичным протоном¹⁷.

Вероятность их образования составляет 0,1 для одного протона ($\Delta Q = +1$) и 0,01 для двух протонов ($\Delta Q = 2$).

В табл. 2-7 приведены значения $W(Q)$, полученные по модели многократного рассеяния с учетом перечисленных выше поправок.

*Взаимодействие вторичных частиц в ядре не учитывается.

В связи с тем, что значения коэффициентов V_p и V_n определены неточно $/+10\%/$, мы вычислили $W(Q)$ для трех значений $V_{p(n)}$: $V-0,1V$, V и $V+0,1V$.

Таблица 6

Неупругие $p^{12}C$ - взаимодействия при $p = 9,9$ ГэВ/с

Q	Эксп. (%)	Модель (%)	$\langle n_- \rangle$	$\langle n_+ \rangle$	$\langle n_p \rangle$
- I	$0,93 \pm 0,31$	$0,4 \pm 0,1$	$1,90 \pm 0,33$	$0,90 \pm 0,33$	$3,10 \pm 0,26$
0	$10,11 \pm 0,96$	$9,6 \pm 1,1$	$1,18 \pm 0,08$	$1,18 \pm 0,08$	$2,19 \pm 0,12$
I	$36,60 \pm 1,89$	$39,9 \pm 1,8$	$0,99 \pm 0,05$	$1,99 \pm 0,05$	$1,33 \pm 0,05$
2	$34,05 \pm 1,83$	$38,7 \pm 1,4$	$0,83 \pm 0,04$	$2,83 \pm 0,04$	$0,98 \pm 0,04$
3	$12,86 \pm 1,12$	$9,4 \pm 0,7$	$1,08 \pm 0,08$	$4,08 \pm 0,09$	$1,48 \pm 0,12$
≥ 4	$5,90 \pm 0,72$	$1,9 \pm 0,2$	$0,89 \pm 0,16$	$4,89 \pm 0,16$	$1,29 \pm 0,20$

Все со- $Q=1,64 \pm 0,06$ $Q=1,53 \pm 0,04$ $0,97 \pm 0,02$ $2,60 \pm 0,03$ $1,33 \pm 0,03$
бытия

Таблица 7

Неупругие pTa - взаимодействия при $p = 9,9$ ГэВ/с

Q	Эксп. (%)	Модель (%)	$\langle n_- \rangle$	$\langle n_+ \rangle$	$\langle n_p \rangle$
- 2	$0,42 \pm 0,10$	$0,3 \pm 0,1$	$3,25 \pm 0,55$	$1,25 \pm 0,55$	$6,50 \pm 2,02$
- I	$4,17 \pm 0,69$	$1,70 \pm 0,6$	$2,18 \pm 0,16$	$1,18 \pm 0,16$	$4,79 \pm 0,63$
0	$10,53 \pm 1,04$	$10,8 \pm 1,3$	$1,65 \pm 0,10$	$1,65 \pm 0,10$	$3,64 \pm 0,33$
I	$25,76 \pm 1,64$	$32,7 \pm 1,3$	$1,05 \pm 0,06$	$2,05 \pm 0,06$	$2,13 \pm 0,19$
2	$23,36 \pm 1,56$	$32,0 \pm 1,0$	$0,95 \pm 0,06$	$2,95 \pm 0,06$	$2,30 \pm 0,19$
3	$14,91 \pm 1,25$	$14,5 \pm 1,1$	$1,15 \pm 0,08$	$4,15 \pm 0,08$	$3,78 \pm 0,29$
4	$9,28 \pm 0,98$	$5,5 \pm 0,6$	$1,18 \pm 0,10$	$5,18 \pm 0,10$	$4,41 \pm 0,35$
5	$5,53 \pm 0,76$	$1,8 \pm 0,3$	$1,07 \pm 0,13$	$6,07 \pm 0,13$	$5,89 \pm 0,45$
≥ 6	$6,05 \pm 0,79$	$0,6 \pm 0,2$	$0,81 \pm 0,11$	$6,81 \pm 0,11$	$5,90 \pm 0,44$

$Q = 2,13 \pm 0,09$ $Q=1,73 \pm 0,05$ $1,16 \pm 0,03$ $3,29 \pm 0,06$ $3,35 \pm 0,11$

В табл.4-7 даны $W(Q)$ для $V_{p(n)}$ с указанием максимальных отклонений при изменении их значений на 10%. При $p = 2,3$ ГэВ значение $1-V_p$ близко к 100%, и поэтому неопределенности в его определении приводят к большим ошибкам в $W(Q)$ $/\approx 50\%/$. Как видно из табл.2,3, при $p = 2,3$ ГэВ многонуклонные взаимодействия практически отсутствуют $/\leq 3\%/$, в модели их доля также невелика $/\leq 2,6\%/$. При $p = 4,2$ ГэВ/с /табл.4,5/ оба типа взаимодействия ($p.C.pTa$) качественно описываются моделью. Наконец, при $p = 9,9$ ГэВ/с доля многонуклонных взаимодействий ($Q \geq 3$) в модели примерно на 50% меньше, чем в эксперименте /табл.6,7/. Аналогичная ситуация имела место и для $\pi^{-12}C$ - взаимодействий при $p = 40$ ГэВ/с ^{6,7/}. Как мы уже отмечали, при $p = 9,9$ ГэВ уже существенно множественное рождение пионов в событиях с $Q \geq 3$. Поэтому расхождение модели с опытом может быть связано с пренебрежением их вторичными взаимодействиями, в которых образуются протоны с $p \geq 0,7$ ГэВ/с. При меньших энергиях $/p = 2,3; 4,2$ ГэВ/с/ вероятность образования таких протонов уменьшается и эти вторичные взаимодействия не влияют существенно на распределение событий по Q /см. табл.2-5/.

§5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучение неупругих соударений протонов с ядрами углерода и тантала при $p = 2,3; 4,2$ и $9,9$ ГэВ/с позволило обнаружить пороговый характер неупругих многонуклонных взаимодействий. При $p \leq 2,3$ ГэВ они практически отсутствуют $/\leq 3\%/$. Их доля быстро растет с увеличением импульса протона и достигает $\approx 18\%$ для легких ядер (^{12}C) и 36% для тяжелых ядер (Ta) при $p = 9,9$ ГэВ/с. Для легких ядер, по-видимому, эта величина является предельной, что связано с небольшой величиной $\langle \nu \rangle$ ($\approx 1,5$). Для тяжелых ядер $\langle \nu \rangle \approx 3$, и поэтому, вероятно, $W(Q \geq 3)$ будет расти при $p \geq 10$ ГэВ.

Множественности отрицательных пионов примерно в 1,5-2 раза больше в многонуклонных взаимодействиях, чем в однонуклонных. Это свидетельствует о выделении таких соударений адронов с ядрами, в которых множественные процессы связаны с несколькими нуклонами ядра-мишени, что и необходимо для получения информации об их пространственно-временной структуре.

Характер многонуклонных взаимодействий слабо зависит от типа первичной частицы (π, p), что позволяет проводить совместный анализ данных, полученных при разных энергиях.

Простая модель многократного рассеяния адронов на ядрах описывает лишь часть многонуклонных соударений. Для ее уточнения необходимо более точное определение значений параметров и измерение импульсных характеристик вторичных частиц.

Авторы признательны Ю.М.Шабельскому за полезные обсуждения и участникам сотрудничества по исследованиям множественных процессов за помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ангелов Н.С. и др. ОИЯИ, 1-12424, Дубна, 1979.
2. Ангелов Н.С. и др. ОИЯИ, P1-12281, Дубна, 1979; ЯФ, 1979, т.30, с.1590.
3. Vengay O. et al. UCRL-1000, NN, 1970.
4. Бабченко Б.М. и др. ЯФ, 1979, т.30, с.1553.
5. Ангелов Н.С. и др. ЯФ, 1977, т.26, с.811.
6. Бацкович С. и др. ЯФ, 1977, т.26, с.1034 и др. ЯФ, 1978, т.28, с.999.
7. Ангелов Н.С. и др. ЯФ, 1978, т.27, с.1020.
8. Абдинов О.А. и др. ОИЯИ, P1-11034, Дубна, 1977.
9. Шабельский Ю.М. ЯФ, 1977, т.26, с.1084.
10. Шабельский Ю.М., Юлдашев Б.С. Препринт ЛИЯФ, №487, Л., 1979.

Рукопись поступила в издательский отдел
13 февраля 1980 года.