

сообщения
Объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна

3179 / 2-80

14/7-80

P1-80-209

Ц.Баатар, А.П.Гаспарян, Г.Г.Гафуров, Н.С.Григалашвили,
Г.Р.Гулканян, И.А.Ивановская, Е.Н.Кладницкая,
С.А.Корчагин, Р.Р.Мехтиев, М.И.Соловьев, А.П.Чеплаков

РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
ПО ЧИСЛУ ПРОВЗАИМОДЕЙСТВОВАВШИХ
НУКЛОНОВ ЯДРА-СНАРЯДА
ПРИ НЕУПРУГОМ СТОЛКНОВЕНИИ
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР d , He И C
С ТАНТАЛОМ

1980

1. ВВЕДЕНИЕ

При неупругом столкновении релятивистского ядра с ядром-мишенью взаимодействуют не все нуклоны налетающего ядра. Часть нуклонов, из-за их относительно слабой связи в ядре, после столкновения остается спектаторами. Спектаторные нуклоны часто называют стриппинговыми. При взаимодействии ядер тяжелее дейтрона стриппинговыми могут быть не только нуклоны, но и осколки ядер-снарядов в виде стабильных и радиоактивных элементов. При первичных энергиях на нуклон $E_0 > 1$ ГэВ стриппинговые нуклоны заключены в узком импульсном и угловом интервалах

$$P_{\text{лаб.}} \approx P_0 \pm \gamma P_f,$$

$$\theta_{\text{лаб.}} \approx P_f / P_0, \quad /1/$$

$$\Delta P / P \approx P_f / \beta m_p.$$

Здесь $P_{\text{лаб.}}$ и $\theta_{\text{лаб.}}$ - импульс и угол стриппингового нуклона в лабораторной системе; P_0 и P_f - первичный импульс на нуклон и фермиевский импульс; $\Delta P / P$ - относительный разброс импульсов стриппинговых нуклонов в лабораторной системе; γ, β, m_p - гамма-фактор, скорость ядра и масса нуклона. Все спектаторные частицы имеют практически одну и ту же скорость β , что создает хорошие условия для их регистрации и идентификации.

Определяя экспериментально в каждом акте взаимодействия число спектаторных протонов, можно получить распределение по числу провзаимодействовавших протонов. При этом неважно, входит ли протон-спектатор в состав стриппинговой частицы / $d, t, {}^3\text{He}, {}^4\text{He}$ и т.д./, или он находится в свободном состоянии. Так как сечения неупругого взаимодействия протона и нейтрона с ядром в пределах экспериментальных ошибок совпадают, то, зная среднее число провзаимодействовавших протонов, легко получить среднее число провзаимодействовавших нуклонов $\langle \nu_i \rangle$. Для ядра-снаряда с одинаковым числом протонов и нейтронов

$$\langle \nu_i \rangle = 2 \langle n \rangle, \quad /2/$$

где $\langle n \rangle$ - среднее число провзаимодействовавших протонов.

Ниже будет показано, как, используя экспериментальное распределение по числу взаимодействовавших протонов, можно получить дисперсию распределения по числу взаимодействовавших нуклонов, D_ν .

Величины $\langle \nu_i \rangle$, D_ν необходимы для более детального сравнения экспериментальных данных с теоретическими расчетами. Аналогичные числа могут быть введены для ядра-мишени и для совокупности пар NN-столкновений при взаимодействии двух ядер. Однако экспериментальное определение этих чисел затруднительно.

2. ПРОЦЕДУРА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЧИСЕЛ $\langle \nu_i \rangle$, D_ν

Экспериментальный материал ^{1-3/} был получен путем облучения релятивистскими ядрами p, d, He и C 2-метровой пропановой камеры ЛВЭ ОИЯИ. Внутри рабочего объема камеры в качестве мишени были размещены три пластинки из тантала / $A = 181$ / размером / $140 \times 60 \times 1$ / мм³. В данной работе рассматриваются экспериментальные данные, полученные при первичном импульсе на нуклон падающего ядра $P_0 = 4,2$ ГэВ/с. Отобранные события соответствуют неупругому взаимодействию ядер. Статистика звезд, которая использовалась для анализа, приведена в табл.1. Методические вопросы рассмотрены в работе ^{4/}.

Таблица 1
Статистика событий неупругого взаимодействия p, d, He и C с ядром тантала

A	P	d	He	C
N_{tot}	1475	1441	1460	900

При данном первичном импульсе стриппинговыми считались частицы, у которых плоский угол вылета ϕ_s по отношению к пучку был меньше 4° , а импульс P_s - больше 3 ГэВ/с; такие оценки граничных значений следуют из уравнений /1/ при граничном ферми-импульсе ~ 250 МэВ/с. Результаты недавних экспериментов ^{5/} по изучению фрагментации налетающих легких ядер на различных мишенях показывают, что практически все спектаторные протоны заключены внутри приведенных выше границ. Более тяжелые частицы должны иметь граничные импульсы больше 3 ГэВ/с и граничные углы меньше 4° .

При просмотре снимков углы и импульсы вторичных частиц оценивались по шаблону * на просмотрных столах с увеличением,

* На части статистики проводились измерения на ПУОСах для введения коррекции в окончательные данные.

близким к натуральным размерам. Заряд стриппинговых частиц определялся по плотности ионизации, δ -электронам $^{1/8}$ и вторичному взаимодействию фрагментов.

Ясно, что в выбранный интервал импульсов и углов может попасть некоторая доля протонов, которые претерпели квазиупругое или даже неупругое взаимодействие с мишенью. Оценка вклада фоновых протонов проводилась с помощью экспериментальных данных по взаимодействию протонов с танталом. Для рТа-столкновений, так же как и для взаимодействий d, He, C с танталом, строилось угловое распределение однозарядных частиц с импульсом $P_s > 3$ ГэВ/с в интервале углов $|\phi_s| \leq 10^\circ$. Затем по "хвосту" угловых распределений для $|\phi_s| > 4^\circ$ делалась оценка вклада фоновых протонов в области углов $|\phi_s| \leq 4^\circ$. На рис.1 приведено угловое распределение положительных частиц с $P_s > 3$ ГэВ/с в случае взаимодействия ядер гелия с танталом. Заштриховано распределение двухзарядных частиц. Штрихованной линией указано распределение фоновых протонов в интервале углов $|\phi_s| < 4^\circ$. Вклад π^\pm -мезонов в выбранный угловой и импульсный интервалы незначителен.

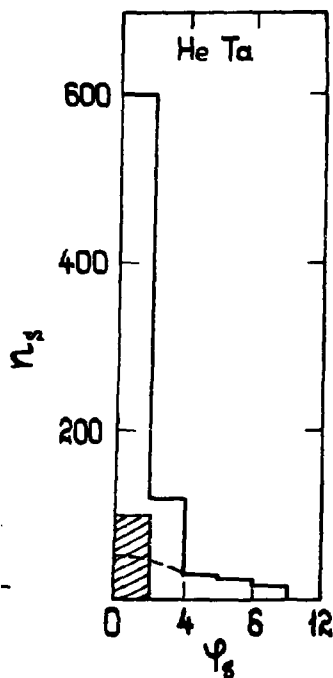


Рис.1. Угловое распределение положительных частиц с импульсом $P_s > 3$ ГэВ/с при взаимодействии ядер гелия с танталом.

На рис.2 представлены сечения выходов изотопов водорода, гелия, лития, бериллия, бора и углерода, образованных при столкновении ядра углерода с танталом при $P_0 = 4,2$ ГэВ/с. Углы вылета ядер в лабораторной системе $|\phi_s| \leq 4^\circ$. Линии проведены через экспериментальные точки. Отчетливо видно изменение хода сечения в районе ядра лития.

Нужно заметить, что поправки, вводимые на потерю событий неупругого взаимодействия^{/4/}, на примесь фоновых процессов, потерю стриппинговых частиц, имеют ряд неопределенностей, которые трудно учесть. Это ограничивает точность определения величин $\langle \nu_i \rangle$, D_ν до 13-5%.

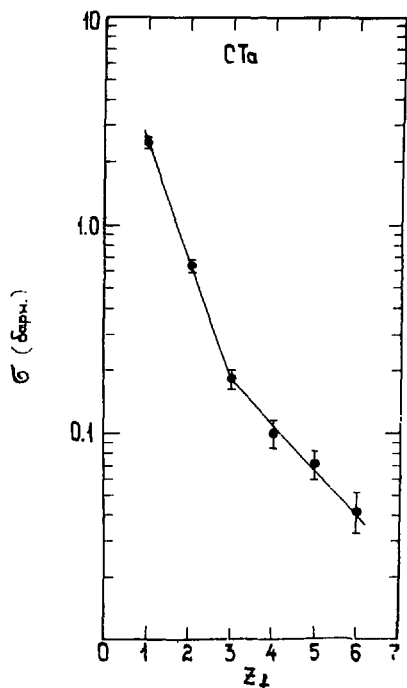


Рис.2. Сечения выходов изотопов водорода, гелия, лития, бериллия, бора и углерода, образованных при столкновении ядра углерода с танталом при $P_0 = 4,2$ ГэВ/с.

В табл.2 приведены вероятности W_n наблюдения событий с определенным числом провзаимодействовавших протонов налетающего ядра при столкновении дейтронов, ядер гелия и углерода с танталом. При фиксированном числе провзаимодействовавших протонов число провзаимодействовавших нейтронов может меняться от нуля /если $n > 0$ / или от единицы / $n = 0$ / до полного числа нейтронов в ядре. Выразим W_n в виде комбинаторной вероятности. При этом

Таблица 2

Вероятности W_n наблюдения событий с определенным числом провзаимодействовавших протонов при столкновении d, He и C с ядром тантала

$A_i \backslash n$	0	1	2	3	4	5	6
d	$0,20_{\pm 0,02}$	$0,80_{\pm 0,02}$					
He	$0,15_{\pm 0,01}$	$0,27_{\pm 0,02}$	$0,58_{\pm 0,03}$				
C	$0,14_{\pm 0,02}$	$0,13_{\pm 0,02}$	$0,12_{\pm 0,02}$	$0,12_{\pm 0,02}$	$0,12_{\pm 0,02}$	$0,13_{\pm 0,02}$	$0,24_{\pm 0,02}$

Будем использовать экспериментальный факт равенства неупругих сечений π_{Ta} и ρ_{Ta} - взаимодействий. Введем обозначения: P_ν - вероятность провзаимодействовать ν нуклонам налетающего ядра; $z = N = A/2$ - число протонов и нейтронов в ядре-снаряде с атомным весом A .

Считая, что данный провзаимодействовавший нуклон налетающего ядра с равной вероятностью может быть либо протоном, либо нейтроном, можно написать соотношения, связывающие вероятности W_n и P_ν ; при этом не будет делаться никаких дополнительных модельных предположений о механизме взаимодействия ядер.

Вероятность наблюдения звезд с $n / n = 1, \dots, Z /$ провзаимодействовавшими протонами запишется в виде:

$$W_n = \sum_{\nu=n}^{N+n} P_\nu \cdot C_z^n \cdot C_N^{\nu-n} / C_A^\nu, \quad /3/$$

где C - биномиальные коэффициенты.

Вероятность наблюдения событий без провзаимодействовавших протонов, с учетом того, что всегда $\nu > 0$, запишется в виде

$$W_0 = \sum_{\nu=1}^N P_\nu \cdot C_N^\nu / C_A^\nu. \quad /4/$$

Легко проверить, что

$$\sum_{n=0}^z W_n = \sum_{\nu=1}^A P_\nu = 1. \quad /5/$$

Из уравнений /3/ и /4/ следует, что среднее число провзаимодействовавших нуклонов налетающего ядра

$$\langle \nu_i \rangle = \sum_{\nu=1}^A \nu P_\nu = 2 \sum_{n=0}^z n W_n, \quad /6/$$

т.е. $\langle \nu_i \rangle = 2\langle n \rangle$. Далее с помощью уравнений /3/-/5/ можно показать, что среднее от квадрата числа проваимодействовавших нуклонов налетающего ядра

$$\langle \nu_i^2 \rangle = \sum_{\nu=1}^A \nu^2 P_{\nu} \quad /7/$$

однозначно выражается через экспериментальные вероятности:
а/ для дейтона

$$\langle \nu_i^2 \rangle = 6W_1 - 2 \quad /8/$$

б/ для гелия

$$\langle \nu_i^2 \rangle = 16W_2 + 2W_1 \quad /9/$$

в/ для углерода

$$\langle \nu_i^2 \rangle = 144W_6 + 98W_5 + \frac{304}{5}W_4 + \frac{165}{5}W_3 + \frac{64}{5}W_2 + 2W_1 \quad /10/$$

Таким образом, зная $\langle \nu_i \rangle$ и $\langle \nu_i^2 \rangle$, мы можем определить квадрат дисперсии

$$D_{\nu}^2 = \langle \nu_i^2 \rangle - \langle \nu_i \rangle^2 \quad /11/$$

В табл.3 представлены величины квадратов дисперсий D_p^2 , D_{ν}^2 и средние числа проваимодействовавших нуклонов $\langle \nu_i \rangle$ при столкновении d, He, C с ядром тантала. Величина D_p^2 - экспериментальное значение квадрата дисперсии распределения по числу проваимодействовавших протонов. На рис.3 дана зависимость величин $\langle \nu_i \rangle$ и D_{ν}^2 от атомного веса ядер-снарядов. Видно резкое увеличение квадрата дисперсии D_{ν}^2 при росте A_i , в то время как $\langle \nu_i \rangle$ растет значительно медленнее.

Отметим, что экспериментально определенные значения среднего числа взаимодействующих нуклонов налетающего ядра удовлетворительно согласуются со значениями, рассчитанными по модели независимо взаимодействующих нуклонов /7/

$$\langle \nu_i^{рас} \rangle = A_i \sigma_{NA_t} / \sigma_{A_i A_t}$$

где σ_{NA_t} и $\sigma_{A_i A_t}$ - неупругие нуклон-ядерные и ядро-ядерные сечения /8/

Таблица 3

Величины дисперсий и средние числа провзаимодействовавших нуклонов при столкновении d, He, C с ядром тантала

A_1	d	He	C
D_p^2	$0,16 \pm 0,02$	$0,55 \pm 0,03$	$4,61 \pm 0,30$
$\langle \nu_i \rangle$	$1,60 \pm 0,04$	$2,86 \pm 0,10$	$6,60 \pm 0,30$
D_{ν}^2	$0,24 \pm 0,02$	$1,64 \pm 0,09$	$16,80 \pm 1,00$

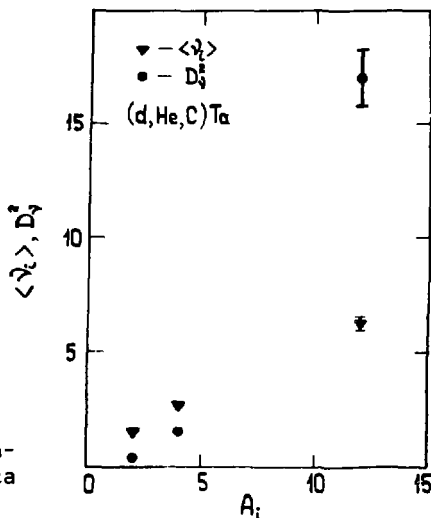


Рис. 3. Зависимость средних значений $\langle \nu_i \rangle$ и квадратов дисперсий D_{ν}^2 распределений по числу провзаимодействовавших нуклонов от атомного веса ядер-снарядов.

3. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ВЕЛИЧИН СРЕДНИХ МНОЖЕСТВЕННОСТЕЙ И ДИСПЕРСИЙ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ПО ЧИСЛУ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ ЯДЕР

В табл. 4 приведены экспериментальные величины средних множественностей и дисперсий распределений по числу отрицательных частиц / π^- -мезоны/, образующихся при взаимодействии p, d, He и C с танталом при $P_0 = 4,2$ ГэВ/с. Видно, что в случае взаимодействий p, d, He с танталом распределения по множественности близки к пуассоновским. При столкновении углерода с

Таблица 4

Экспериментальные величины средних множественностей $\langle n_- \rangle$ и дисперсий D_-^2 -распределений при взаимодействии ядер-снарядов с танталом

A_i	P	d	He	C
$\langle n_- \rangle$	$0,45 \pm 0,02$	$0,86 \pm 0,03$	$1,36 \pm 0,06$	$3,39 \pm 0,09$
D_-^2	$0,39 \pm 0,02$	$0,77 \pm 0,03$	$1,44 \pm 0,06$	$8,29 \pm 0,35$

танталом наблюдается существенное уширение распределения по числу рожденных π^- -мезонов.

Если взять за основу экспериментальные данные по образованию π^- -мезонов в нуклон-ядерных взаимодействиях, то дисперсия распределения по числу рожденных π^- -мезонов в ядро-ядерных столкновениях в предположении независимого взаимодействия нуклонов ядра-снаряда с мишенью, запишется в виде*

$$D_{A_i A_t}^2 = \langle n_i \rangle D_{NA_t}^2 + \langle n_{NA_t} \rangle^2 D_\nu^2, \quad /12/$$

а средняя множественность

$$\langle n_{A_i A_t} \rangle = \langle n_i \rangle \cdot \langle n_{NA_t} \rangle. \quad /13/$$

Здесь $\langle n_{NA_t} \rangle$ и $D_{NA_t}^2$ - среднее значение и дисперсия распределения по числу π^- -мезонов в NA_t -взаимодействиях. Видно, что при больших величинах D_ν учет второго члена становится важным. Используя экспериментальные данные по pp , pn и pTa взаимодействиям /1/, получим величины $\langle n_{NTa} \rangle$ и D_{NTa}^2 для нуклон-тантал-столкновений

$$\begin{aligned} \langle n_{NTa} \rangle &= 0,55 \pm 0,03 \\ D_{NTa}^2 &= 0,46 \pm 0,03. \end{aligned} \quad /14/$$

В табл.5 представлены рассчитанные по формулам /12/ и /13/ величины средней множественности $\langle n_- \rangle$ и дисперсии D_-^2 для / d, He, C/Ta -взаимодействий. Из сравнения таблиц 4 и 5 видно удовлетворительное согласие экспериментальных данных с расчетом. Таким образом, уширение распределения по числу рож-

*Аналогичная формула для адрон-ядерных взаимодействий рассматривалась в работе /3/.

Таблица 5

Расчетные величины средних множественностей $\langle n_- \rangle$ и дисперсий D_-^2 -распределений при взаимодействии ядер-снарядов с танталом

Ai	d	He	C
$\langle n_- \rangle$	$0,88 \pm 0,05$	$1,57 \pm 0,08$	$3,63 \pm 0,17$
D_-^2	$0,81 \pm 0,07$	$1,81 \pm 0,15$	$8,12 \pm 0,70$

денных π^- -мезонов в СТа-взаимодействиях связано с флуктуациями в числе провзаимодействовавших нуклонов ядра углерода.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены экспериментальные величины средних значений и дисперсий распределений по числу провзаимодействовавших нуклонов ядра-снаряда при неупругом столкновении релятивистских ядер p, d, He и C с танталом при первичном импульсе на нуклон $P_0 = 4,2$ ГэВ/с. Показано, что флуктуации в числе провзаимодействовавших нуклонов непосредственно проявляются в процессе множественного образования частиц. Эти флуктуации резко возрастают с увеличением атомного номера ядра-снаряда /примерно как A_i^2 при взаимодействии d, He, C с ядром тантала/. Нужно заметить, что влияние указанных флуктуаций на форму распределения по множественности рожденных пионов особенно существенно при больших первичных энергиях, когда средняя множественность пионов в нуклон-ядерных столкновениях становится больше единицы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Абдрахманов Е.О. и др. ОИЯИ, P1-10779, Дубна, 1977; ЯФ, 1978, 27, с. 1020.
2. Abdrachmanov E.O. et al. JINR, E1-11517, 1978; Yad.Fiz., 1978, 28, p.1304.
Angelov N. et al. Warsaw University Preprint IFD-3/79, Warsaw, 1979; Angelov N. et al. JINR, E1-12548, Dubna, 1979, Proc. of the VIII Int. Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure, Canada, 1979.

3. Ангелов Н. и др. ОИЯИ, P1-12281, Дубна, 1979.
4. Ахабабян Н. и др. ОИЯИ, 1-12114, Дубна, 1979.
5. Steiner H. Proc. of the VII Int. Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure. Zurich, Switzerland, 1977.
6. Гаспарян А.П., Григалашвили Н.С. ОИЯИ, 1-11335, Дубна, 1978.
7. Bialas A. et al. Nuclear Physics, 1976, B11, p.461.
8. Bleszynska E. et al. Acta Phys., Polon, 1977, B8, p.393.

Рукопись поступила в издательский отдел
14 марта 1980 года.