

е  
+

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

1604/2-81

30/11-81

1-80-853

А.П.Гаспарян, А.П.Чеплаков, Ю.М.Шабельский

РАСПРЕДЕЛЕНИЯ  
ПО ЧИСЛУ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ НУКЛОНОВ  
В СОУДАРЕНИЯХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР

Направлено в ЯФ

1980

## 1. ВВЕДЕНИЕ

За последнее время накоплена значительная экспериментальная информация о взаимодействиях релятивистских ядер с ядрами. При импульсах налетающего ядра до 4,5 ГэВ/с на нуклон измерены полные, полные неупругие сечения, а также распределения по электрическому заряду стриппинговых / то есть не взаимодействовавших / нуклонов, характеризующие вероятности взаимодействия различного числа нуклонов налетающего ядра с мишенью. В связи с изучением механизма ядро-ядерных соударений и поиском таких явлений, как, например, эффекты коллективного взаимодействия, возникает вопрос об интерпретации полученных результатов.

Настоящая работа посвящена вычислению сечений различных когерентных и некогерентных процессов в столкновениях релятивистских ядер с ядрами и сравнению полученных результатов с экспериментальными данными. Рассмотрение ведется на основе модели многократного рассеяния, обобщенной на случай столкновения двух ядер. Величины полных ( $\sigma^{tot}$ ), полных неупругих ( $\sigma^{inel}$ ) сечений и сечений рождения ( $\sigma^{prod}$ ) вторичных частиц /пионов/ вычислялись в рамках такого подхода ранее в работах /1-5/. В частности, в /2-5/ были получены поправки к наиболее простому "оптическому" приближению /1/. Однако в /1-5/ не рассматривались сечения взаимодействия фиксированного числа нуклонов налетающего ядра с мишенью, позволяющие вычислить измеряемые на опыте распределения по заряду стриппинговых частиц.

Как будет показано, оптическое приближение /1/ непригодно для вычисления распределений по числу взаимодействующих нуклонов, хотя оно дает значения  $\sigma^{tot}$ ,  $\sigma^{inel}$  и  $\sigma^{prod}$ , не слишком отличающиеся от результатов более точных расчетов. Основные результаты данной работы получены в более точном "экспоненциальном" приближении, оправданном для случая взаимодействия сравнительно легких налетающих ядер А с тяжелой мишенью В. Все формулы при этом имеют структуру не сложнее, чем формулы оптического приближения. Амплитуда упругого АВ-рассеяния практически совпадает с полученной в /2/, а сечения некогерентных процессов получаются такими же, как и в случае предположения о независимости взаимодействий различных нуклонов ядра А с мишенью.

В разделе 2 вычисляется амплитуда упругого рассеяния ядра А на ядре В. Получено экспоненциальное приближение для амплитуды

рассеяния и обсуждаются поправки к нему, существенные при увеличении  $A/A$  и  $B$  - атомные веса ядер/. Раздел 3 посвящен обсуждению сечений когерентных и некогерентных процессов. В разделе 4 даны распределения по числу взаимодействующих нуклонов /или протонов/ налетающего ядра с мишенью и проводится сравнение результатов расчета с имеющимися экспериментальными данными. Полученные результаты обсуждаются в разделе 5.

## 2. АМПЛИТУДА УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ЯДРА НА ЯДРЕ

Амплитуда упругого ядро-ядерного рассеяния при высокой энергии в рамках модели многократного рассеяния подробно рассматривалась в работах [3,5,6]. Напомним кратко схему ее получения, имея в виду применение полученных результатов к вычислению сечений как когерентных, так и некогерентных процессов.

Обозначим через  $A$  и  $B$  соответственно более легкое и более тяжелое из сталкивающихся ядер. Амплитуду  $AB$ -рассеяния с переданным импульсом  $q$  удобно записать в виде интеграла по прицельному параметру  $b$ :

$$F_{AB}(q) = \frac{ik}{2\pi} \int e^{iqb} [1 - S_{AB}(b)] d^2b, \quad /1/$$

где  $k$  - импульс в лабораторной системе,

$$S_{AB}(b) = \langle f | 1 - \Gamma(t_i, s_j) | i \rangle, \quad /2/$$

$t_i$  и  $s_j$  - соответственно координаты нуклонов в ядрах  $A$  и  $B$ . Основной гипотезой является предположение об аддитивности фаз [7], согласно которому фаза  $AB$ -рассеяния,  $\chi(t_i, s_j)$ , равна сумме фаз рассеяния нуклонов ядра  $A$  на нуклонах ядра  $B$ :

$$1 - \Gamma(t_i, s_j) \approx e^{i\chi(t_i, s_j)} = e^{i \sum_{i,j} \chi(t_i - s_j)},$$

$$e^{i\chi(t_i - s_j)} = 1 - \Gamma(t_i - s_j) \approx 1 - \frac{1}{2\pi ik} \int e^{-iq(t_i - s_j)} f(q) d^2q, \quad /3/$$

причем нормировка такова, что мнимая часть нуклон-нуклонной амплитуды

$$\text{Im} f(q=0) = \frac{k}{4\pi} \sigma_{NN}^{\text{tot}}. \quad /4/$$

Пренебрежем нуклон-нуклонными корреляциями в ядрах  $A$  и  $B$ , тогда плотности этих ядер будут равны произведениям одночастичных плотностей  $\rho_A(t_i, t_{zi})$  и  $\rho_B(s_j, s_{zj})$ . После интегрирования по продольным координатам  $s_z$  и  $t_z$  из [2], [3] получаем

$$S_{AB}(b) = \int \prod_i \rho_A(t_i - b) d^2 t_i \prod_j \rho_B(s_j) d^2 s_j \prod_{i,j} [1 - \Gamma(t_i - s_j)], \quad /5/$$

$$\rho(t) = \int \rho(t, t_z) dt_z, \quad \int \rho(t) d^2 t = 1.$$

Величину  $S_{AB}(b)$  /5/ удобно вычислять в виде суммы вкладов, классифицируемых следующим образом. Рассмотрим вначале только такие произведения  $\Gamma(t_{i_1} - s_{j_1}) \Gamma(t_{i_2} - s_{j_2}) \dots \Gamma(t_{i_n} - s_{j_n})$ , в которых все индексы  $i_m, j_m$  ( $1 \leq m \leq n$ ) различны. В этом случае выражение /5/ распадается на произведение независимых вкладов, каждый из которых может быть вычислен с помощью /3/, /4/. Коэффициенты при членах с различными значениями  $n$  определяются комбинаторикой. В пределе  $B \gg 1$  получаем оптическое приближение

$$S_{opt}(b) = \sum_{n=0}^A (-1)^n C_A^n B^n [T_{11}(b)]^n = [1 - B T_{11}(b)]^A, \quad /6/$$

где

$$T_{11}(b) = \frac{\sigma}{2} \int \rho_A(t-b) \rho_B(t) d^2 t, \quad \sigma = \sigma_{NN}^{tot}. \quad /7/$$

В пределе  $A \gg 1$

$$S_{opt}(b) = e^{-A B T_{11}(b)} \quad /8/$$

в согласии с /1/. Выражение /6/ соответствует учету суммы графиков рис.1а.

Рассмотрим теперь более сложные графики, изображенные на рис.1б. В них допускается взаимодействие одного и того же нуклона ядра  $A$  с несколькими нуклонами ядра  $B$ , однако все взаимодействующие нуклоны ядра  $B$  различны. Например, первый из графиков рис.1б соответствует произведению  $\Gamma(t_{i_1} - s_{j_1}) \Gamma(t_{i_1} - s_{j_2})$  и дает в  $S_{AB}(b)$  вклад, равный

$$A \frac{B^2}{2} T_{21}(b) = A \frac{B^2}{2} \left(\frac{\sigma}{2}\right)^2 \int \rho_A(t-b) \rho_B^2(t) d^2 t. \quad /9/$$

Вклад следующего графика рис.1б в  $S_{AB}(b)$  равен

$$-A \frac{B^3}{6} T_{31}(b) = -A \frac{B^3}{6} \left(\frac{\sigma}{2}\right)^3 \int \rho_A(t-b) \rho_B^3(t) d^2 t, \quad /10/$$

а вклад третьего выражается через произведение первых графиков рис.1а и рис.1б, т.е. равен  $A^2 \frac{B^2}{2} T_{21}(b) T_{11}(b)$ . Простая комбинаторная структура позволяет просуммировать вклады графиков рис.1а и рис.1б совместно. В результате имеем

$$S_{\text{exp}}(b) = [1 - B T_{11}(b) + \frac{B^2}{2} T_{21}(b) - \frac{B^3}{6} T_{31}(b) + \dots]^A = \quad /11/$$

$$= \left\{ \int \rho_A(t-b) d^2 t \left[ 1 - \frac{\sigma}{2} B \rho_B(t) + \frac{1}{2} \left( \frac{\sigma}{2} B \rho_B(t) \right)^2 - \frac{1}{6} \left( \frac{\sigma}{2} B \rho_B(t) \right)^3 + \dots \right] \right\}^A =$$

$$= [C(b)]^A,$$

где

$$C(b) = \int \rho_A(t-b) e^{-\frac{\sigma}{2} B \rho_B(t)} d^2 t. \quad /12/$$

В пределе  $A \gg 1$   $C(b)$  принимает вид

$$C(b) = e^{-\int \rho_A(t-b) \{ 1 - \exp[-\frac{\sigma}{2} B \rho_B(t)] \} d^2 t}. \quad /13/$$

Приближение /11/ можно назвать экспоненциальным. Оптическое приближение /6/, /7/ соответствует учету только двух первых членов разложения экспоненты в выражении /12/. Амплитуда упругого АВ-рассеяния /1/ с  $S_{AB}(b) = S_{\text{exp}}(b)$  практически совпадает с полученной ранее в работе /2/.

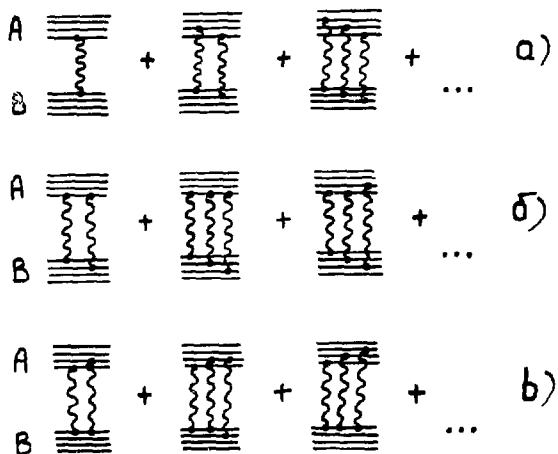


Рис.1. Вклады в амплитуду упругого АВ-рассеяния.

Рассмотрим поправки к экспоненциальному приближению, показанные на рис.1в и отвечающие учету возможности взаимодействия одного нуклона ядра В с несколькими нуклонами ядра А. Каждая

из таких поправок отличается от соответствующего графика рис. 1б параметром порядка  $(A/B)^n$ , где  $n$  равно полному числу взаимодействий минус число взаимодействующих нуклонов ядра  $B$  /т.е. числу "повторных" взаимодействий/. Вклады первых трех поправок рис. 1в, вычисляемые с учетом возможности перерас-  
сеяний, представленным на рис. 1а, б, соответственно равны

$$S_{12}(b) = [C(b)]^{A-2} \frac{A(A-1)}{2} B \left(\frac{\sigma}{2}\right)^2 \int \rho_A^2(t-b) \rho_B(t) d^2t, \quad /14/$$

$$S_{22}(b) = -[C(b)]^{A-2} A(A-1) B^2 \left(\frac{\sigma}{2}\right)^2 \int \rho_A^2(t-b) \rho_B(t) d^2t, \quad /15/$$

$$S_{13}(b) = -[C(b)]^{A-3} \frac{A(A-1)(A-2)}{6} B \left(\frac{\sigma}{2}\right)^3 \int \rho_A^3(t-b) \rho_B(t) d^2t. \quad /16/$$

Их следует прибавить к  $S_{\text{expn}}(b)$ :

$$S_{\text{corr}}(b) = S_{\text{expn}}(b) + S_{12}(b) + S_{22}(b) + S_{13}(b) + \dots \quad /17/$$

Учет всех поправок такого и еще более сложного вида приведет к результату, полученному в 3,4/.

Но и без поправочных членов приближение /11/ может оказаться полезным. Проведение численных расчетов в экспоненциальном приближении не сложнее, чем в оптическом, однако первое значительно точнее. Оно теоретически оправдано в случае  $A \ll B$ , когда вклад учтенных графиков рис. 1б значительно превышает вклад отброшенных рис. 1в. По сравнению с результатами работ 3,5/ экспоненциальное приближение выглядит намного проще и применимо при самых малых значениях  $A$ .

### 3. СЕЧЕНИЯ КОГЕРЕНТНЫХ И НЕКОГЕРЕНТНЫХ ПРОЦЕССОВ

Полное, полное упругое и полное неупругое сечения взаимодействия ядер  $A$  и  $B$  в экспоненциальном приближении получаем, подставляя /11/ в /1/

$$\sigma_{AB}^{\text{tot}} = 2 \int d^2b \{1 - [C(b)]^A\}, \quad /18/$$

$$\sigma_{A,B}^{\text{el}} = \int d^2b \{1 - [C(b)]^A\}^2, \quad /19/$$

$$\sigma_{AB}^{\text{inel}} = \sigma_{AB}^{\text{tot}} - \sigma_{A,B}^{\text{el}} = \int d^2b \{1 - [C(b)]^{2A}\}. \quad /20/$$

Точность этих формул можно оценить, вычисляя сечения с заменой  $S_{\text{expn}}(b)$  на  $S_{\text{corr}}(b)$  /17/.

Представляет интерес также суммарное сечение всех процессов с рождением хотя бы одной вторичной частицы /пиона/:

$$\sigma_{AB}^{prod} = \sigma_{AB}^{tot} - \sigma_{AB}^{scat} = \int d^2b [1 - J(b)], \quad /21/$$

где через  $\sigma_{AB}^{scat}$  обозначено сечение всех упругих и квазиупругих каналов, т.е. возбуждение или развал одного или обоих сталкивающихся ядер. Сечение  $\sigma_{AB}^{scat}$  можно вычислить, как и для адрон-ядерных соударений /8/, с помощью условия полноты ядерных волновых функций. Действуя по аналогии с вычислениями предыдущего раздела, в экспоненциальном приближении получаем

$$J_{expn}(b) = [I(b)]^A, \quad /22/$$

$$I(b) = \int \rho_A(t-b) e^{-\sigma_{NN}^{inel} B \rho_B(t)} d^2t. \quad /23/$$

Оптическое приближение соответствует учету первых двух членов разложения экспоненты /23/.

Заметим, что экспоненциальное приближение для  $\sigma_{AB}^{prod}$  имеет простую вероятностную интерпретацию. Величина  $I(b)$  /23/ совпадает с вероятностью одному из нуклонов ядра А пройти сквозь ядро В без неупругого взаимодействия. Выражение для полного неупругого сечения /20/ не имеет такой интерпретации из-за того, что наряду с некогерентными описывает и "полуккогерентные" процессы, в которых одно из сталкивающихся ядер сохраняет свое состояние. Если, однако, вычесть численно малый вклад таких процессов из  $\sigma_{AB}^{inel}$ , то оставшаяся часть,  $\sigma_{AB}^{react}$ , также имеет вид, схожий с /21/, /23/:

$$\sigma_{AB}^{react} = \int d^2b [1 - [D(b)]^A], \quad /24/$$

$$D(b) = \int \rho_A(t-b) e^{-\sigma \cdot B \rho_B(t)} d^2t. \quad /25/$$

В табл. I приведены результаты вычислений сечений  $\sigma_{AB}^{tot}$  и  $\sigma_{AB}^{inel}$  в оптическом /6/ и экспоненциальном /11/ приближениях, а также с учетом поправок /17/. Там же приведены результаты вычислений  $\sigma_{AB}^{react}$  и  $\sigma_{AB}^{prod}$  в экспоненциальном приближении. Для ядер  ${}^2\text{H}$ ,  ${}^4\text{He}$  и  ${}^{12}\text{C}$  использовалась гауссовская параметризация распределения плотности

$$\rho(r) = \sqrt{b^2 + z^2} = (a^2 / \pi)^{3/2} \exp(-a^2 r^2),$$

$$a_{2\text{H}}^2 = 0,337 \text{ Фм}^{-2}, a_{4\text{He}}^2 = 0,557 \text{ Фм}^{-2}, a_{12\text{C}}^2 = 0,26 \text{ Фм}^{-2} \quad /26/$$

Таблица 1

Сечения /в мб / различных процессов при соударении  
релятивистских ядер

$\sigma_{AB}$	A, B	${}^2\text{HC}$	${}^4\text{HeC}$	CC	${}^2\text{HTa}$	${}^4\text{HeTa}$	CTa
$\sigma_{\text{opt}}^{\text{tot}}$ (6)		718	868	1527	4132	4378	5776
$\sigma_{\text{expn}}^{\text{tot}}$ (11)		552	774	1410	3564	4128	5522
$\sigma_{\text{corr}}^{\text{tot}}$ (17)		602	796	1420	3816	4228	5497
$\sigma_{\text{opt}}^{\text{inel}}$ (6)		542	595	992	2437	2524	3318
$\sigma_{\text{expn}}^{\text{inel}}$ (11)		415	513	880	2143	2355	3096
$\sigma_{\text{corr}}^{\text{inel}}$ (17)		477	548	928	2292	2432	3161
$\sigma_{\text{expn}}^{\text{react}}$ (24)		380	494	846	2033	2305	3027
$\sigma_{\text{expn}}^{\text{proct}}$ (21)		317	429	761	1885	2160	2866

Для более тяжелых ( $A > 16$ ) ядер принималось вудс-саксоновское распределение

$$\rho(r) = \rho_0 \left[ 1 + \exp\left(\frac{r-c_1}{c_2}\right) \right]^{-1}, \quad c_1 = 1,12 \text{ Фм}, \quad A^{1/3}, \quad c_2 = 0,545 \text{ Фм}. \quad /27/$$

Сечения нуклон-нуклонного взаимодействия считались равными

$$\sigma = \sigma_{\text{NN}}^{\text{tot}} = 42,7 \text{ мб}, \quad \sigma_{\text{NN}}^{\text{inel}} = 28 \text{ мб}. \quad /28/$$

Как видно из таблицы, различие сечений, вычисленных в оптическом и в экспоненциальном приближениях, довольно значительно. Учет же поправок /17/ меняет результат заметно меньше. Необходимо подчеркнуть, что трудоемкость вычислений в экспоненциальном и в оптическом приближениях практически одинакова и во много раз меньше, чем при использовании более точных /для тяжелых ядер/ формул работ<sup>3-5/</sup>.

На рис. 2 рассчитанные по формулам /24/, /25/ сечения  $\sigma_{\text{AB}}^{\text{react}}$  сравниваются с экспериментальными данными, которые представлены в виде пунктирной линии, полученной в результате фитирования по формуле

$$\sigma_{\text{AB}}^{\text{react}} = \pi R_0^2 \left( A^{1/3} + B^{1/3} - \beta(A^{-1/3} + B^{-1/3}) \right), \quad /29/$$



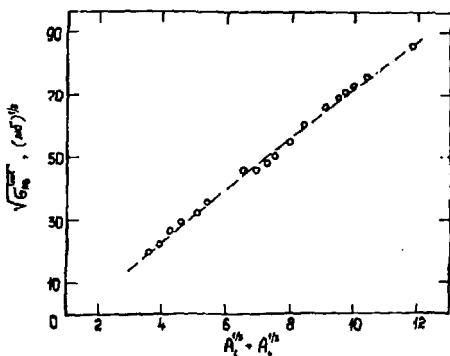


Рис. 2. Сечения  $\sigma_{AB}^{react}$  взаимодействия релятивистских ядер с ядрами. Экспериментальные данные представлены в виде пунктирной линии, полученной в результате фитирования по формуле /29/. Кружками отмечены рассчитанные по формулам /24/, /25/ величины сечений для различных пар ядер.

где  $R_0 = /1,32 \pm 0,01/$  Фм и  $\beta = 0,85 \pm 0,03$ . Выражение /29/ хорошо описывает поведение сечений по всей совокупности экспериментальных данных /9/.

#### 4. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПО ЧИСЛУ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ НУКЛОНОВ

Функция  $D(b)$  /25/ определяет вероятность одному из нуклонов ядра  $A$  пройти сквозь ядро  $B$  без взаимодействия, когда ядра  $A$  и  $B$  сталкиваются с прицельным параметром  $b$ . Тогда вероятность того, что  $N_A$  нуклонов ядра  $A$  провзаимодействует, а остальные,  $A - N_A$ , нет, равна

$$V(N_A) = \frac{1}{\sigma_{AB}^{react}} C_A^{N_A} \int d^2 b |D(b)|^{A-N_A} [1-D(b)]^{N_A} \quad /30/$$

Среднее число взаимодействующих нуклонов ядра  $A$

$$\langle N_A \rangle = \frac{A}{\sum_{N_A=1}^A N_A V(N_A)} = \frac{A \int [1-D(b)] d^2 b}{\sigma_{AB}^{react}} \quad /31/$$

подставляя  $D(b)$  в виде /25/ и интегрируя, получаем

$$\int [1-D(b)] d^2 b = \int [1 - e^{-\sigma_B \rho_B(b)}] d^2 b = \sigma_{NB}^{inel} \quad /32/$$

т.е.

$$\langle N_A \rangle = \frac{A \sigma_{NB}^{inel}}{\sigma_{AB}^{react}} \quad /33/$$

в соответствии с результатами работ /10,11/. Заметим, что при использовании оптического приближения для функции  $D(b)$ , как это

делалось в работе /12/, величина  $\langle N_A \rangle$  не имеет вида /33/, так как не выполняется равенство /32/.

Выражение /30/ служит оправданием модели независимых соударений, в которой считается, что различные нуклоны налетающего ядра взаимодействуют с мишенью независимо друг от друга. При этом выражение /30/ имеет место только в экспоненциальном приближении и, в принципе, могут быть найдены поправки к нему. В частности видно, что модель независимых соударений тем более оправдана, чем больше отношение атомных весов ядра мишени к налетающему ядру.

Из выражения /30/ с помощью простой комбинаторики можно найти распределение по заряду  $Z_{st} = Z_A - Z^*$  стриппинговых, т.е. невазимодействовавших нуклонов.

Расчитанные распределения по  $N_A$  и  $Z_{st}$  для  ${}^4\text{HeC}$ ,  ${}^4\text{HeTa}$ ,  $\text{CC}$ ,  $\text{CTa}$ ,  $\text{NeTa}$  и  $\text{FeTa}$  столкновений представлены на рис. 3, 4, там же для сравнения приведены имеющиеся экспериментальные данные /14/. В табл. 2 представлены значения дисперсий  $D_{N_A}^2$  и средних  $\langle N_A \rangle$  распределений по числу взаимодействующих нуклонов. Видно неплохое согласие расчетов и эксперимента.

Интегрируя /30/ и /24/ не по всей области  $b$ , а в конечных пределах, можно найти распределения по  $N_A$  в заданном интервале изменения прицельного параметра. Такие распределения для  $\text{CC}$ ,  $\text{CTa}$  и  $\text{NeTa}$  соударений приведены на рис. 5, 6. При этом как наиболее характерные выделены "центральный" интервал, когда в среднем взаимодействуют почти все нуклоны налетающего ядра ( $\langle N_A \rangle \sim A$ ), "периферический", когда  $\langle N_A \rangle \sim 1$  и находящийся между этими двумя областями "промежуточный" интервал изменения прицельного параметра. Для наглядности на рис. 5 представлены также распределения по  $N_A$  без ограничения на прицельный параметр \*\* /  $b$  принимает значения от нуля до бесконечности/. Вероятность наблюдения событий с  $N_A = 12$  в  $\text{CC}$  соударениях мала  $\sim 1,5 \cdot 10^{-3}$  /, поэтому "центральный" интервал несколько расширен.

Отметим, что имеется возможность выделять на опыте взаимодействия с большими прицельными параметрами. Для этого необходимо после столкновения релятивистского ядра  $A$  с мишенью регистрировать в направлении пучка фрагмент с атомным весом

\* Здесь  $Z_A$  - электрический заряд налетающего ядра  $A$ , а  $Z^*$  - суммарный заряд провазимодействовавших нуклонов ядра-снаряда.

\*\* Эти распределения частично повторяют рис. 3.

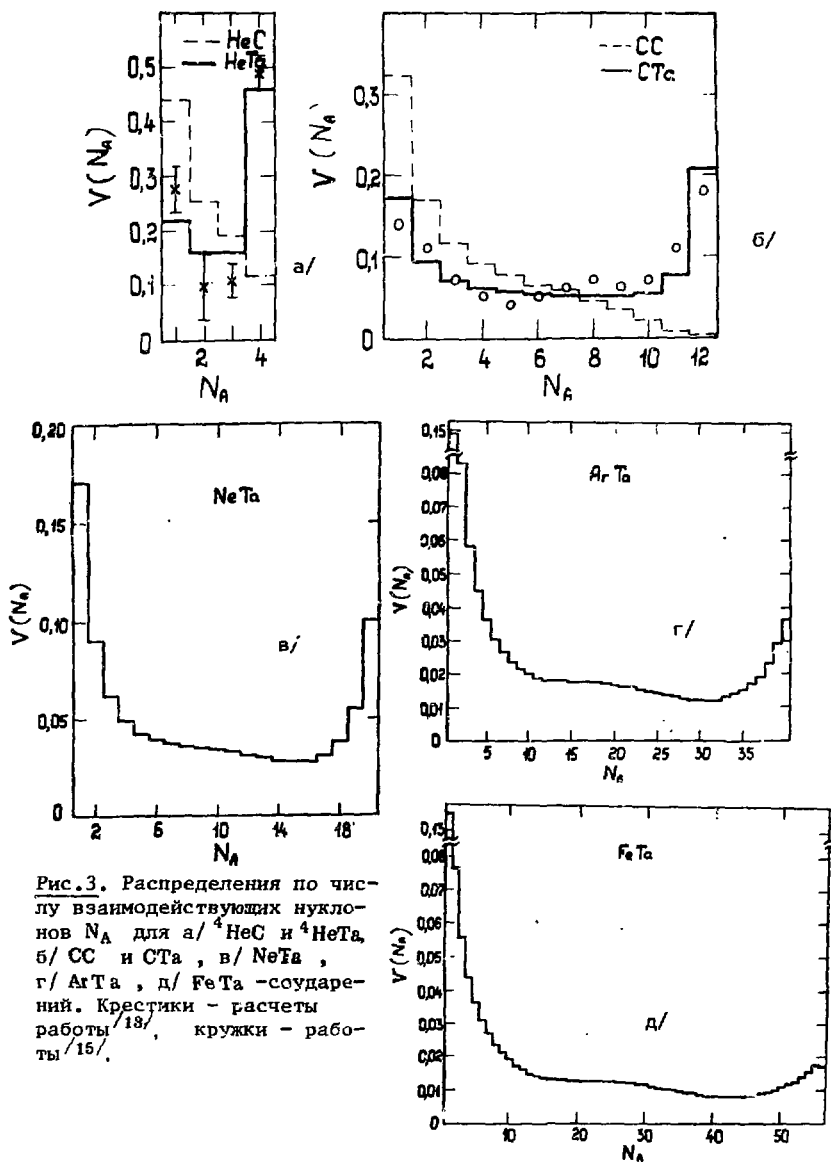


Рис.3. Распределения по числу взаимодействующих нуклонов  $N_A$  для а/  ${}^4\text{HeC}$  и  ${}^4\text{HeTa}$ , б/ CC и CTa, в/ NeTa, г/ ArTa, д/ FeTa -соударений. Крестики - расчеты работы <sup>18/</sup>, кружки - работы <sup>15/</sup>.

Рис. 4. Распределения по стриппинговому заряду  $Z_{st}$  в  ${}^4\text{HeC}$ ,  ${}^4\text{HeTa}$ ,  $\text{CC}$  и  $\text{CTa}$  - столкновениях. Пунктирной линией представлены расчеты для легкой (C), сплошной - для тяжелой (Ta) мишени. Экспериментальные величины для  ${}^4\text{HeTa}$  и  $\text{CTa}$  взаимодействий взяты из работы /14/.

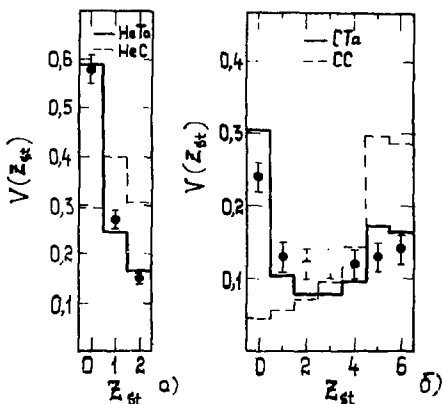


Таблица 2

Средние  $\langle N_A \rangle$ , дисперсии  $D_{N_A}^2$  распределений по числу взаимодействующих нуклонов и величины средних прицельных параметров в событиях с различным числом взаимодействующих нуклонов /или протонов/ для разных пар сталкивающихся ядер. Экспериментальные значения  $\langle N_A \rangle$  и  $D_{N_A}^2$  для  ${}^2\text{HTa}$ ,  ${}^4\text{HeTa}$  и  $\text{CTa}$  соударений взяты из работы /14/.

A, B	$\langle N_A \rangle$	$D_{N_A}^2$	$\langle b \rangle, \text{фм}$			
			$N_A = A$	$N_A = 1$	$Z_{st} = 0$	$Z_{st} = Z_A$
${}^2\text{HC}$	1,29	0,20	1,9	3,1	2,6	3,1
${}^4\text{HFe}$	1,49	0,25	3,1	5,2	3,8	5,2
${}^2\text{HTa}$	$1,62$ ( $1,60 \pm 0,04$ )	$0,24$ ( $0,24 \pm 0,02$ )	4,5	7,4	5,1	7,4
${}^4\text{HeC}$	1,98	1,09	1,4	3,7	2,0	3,5
${}^4\text{HeFe}$	2,52	1,47	2,6	6,1	3,2	5,7
${}^4\text{HeTa}$	$2,85$ ( $2,80 \pm 0,10$ )	$1,49$ ( $1,64 \pm 0,09$ )	4,0	8,2	4,6	7,9
$\text{CC}$	3,47	6,92	0,9	5,0	1,7	4,4
$\text{CFe}$	5,23	14,29	1,8	7,5	2,7	6,8
$\text{CTa}$	$6,52$ ( $6,60 \pm 0,30$ )	$17,42$ ( $16,80 \pm 1,00$ )	3,2	9,7	3,9	9,0
$\text{NeFe}$	6,88	33,24	1,3	8,4	2,5	7,5
$\text{NeTa}$	9,06	46,88	2,6	10,6	3,5	9,8

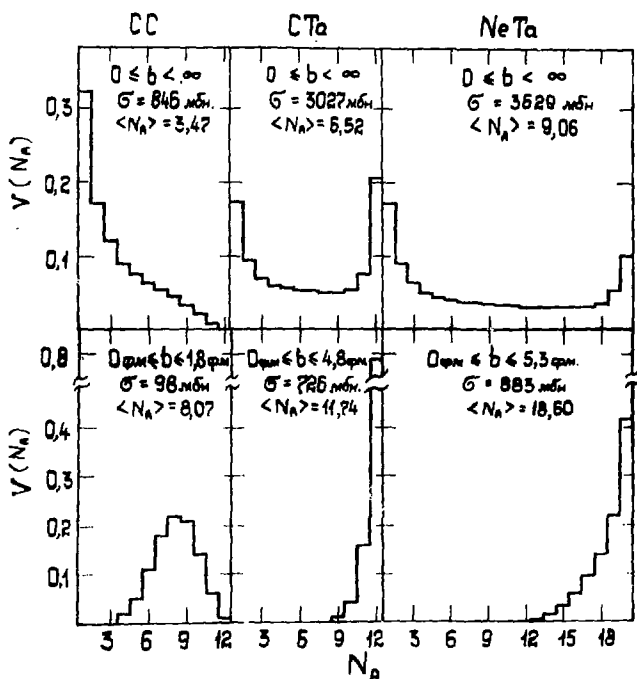


Рис.5. Распределения по  $N_A$  во всех неупругих и в "центральных" взаимодействиях ядер CC, CTa и NeTa. Для каждого распределения приведены пределы области изменения прицельного параметра  $b$  /Фм/, значение соответствующего сечения  $\sigma_{AB}^{react}$  /мб/ и среднего числа взаимодействующих нуклонов  $\langle N_A \rangle$ .

A-1. С помощью формул /24/ и /30/ можно вычислить средний прицельный параметр  $\langle b \rangle$  для событий с различным числом взаимодействующих нуклонов  $N_A$ . В табл.2 приведены значения  $\langle b \rangle$  при  $N_A = 1$  и  $N_A = A/a$  также при  $Z_{st} = Z_A$  и  $Z_{st} = 0$  / для разных пар ядер. Видно, что взаимодействия ядер, при которых  $N_A = 1$  /или  $Z_{st} = Z_A$  / происходят при достаточно больших прицельных параметрах, что соответствует попаданию налетающего ядра в диффузный край ядра-мишени. Таким образом, расчеты указывают на возможность использования релятивистских ядер для изучения состава поверхностного слоя ядра, в частности, решения вопроса

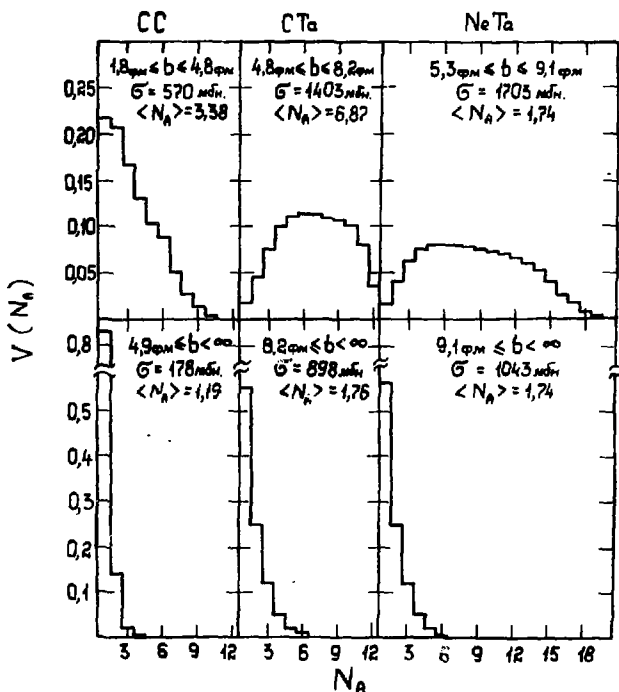


Рис. 6. Распределения по  $N_A$  в "промежуточных" и "периферических" взаимодействиях ядер CC, CTa и NeTa. Для каждого распределения приведены пределы области изменения прицельного параметра  $b$  /Фм/, значения соответствующего сечения  $\sigma_{AB}^{react}$  /мб/ и среднего числа взаимодействующих нуклонов  $\langle N_A \rangle$ .

об избытке нейтронов на поверхности ядра. Ответ может быть получен при исследовании, например, выхода  $\pi^-$ -мезонов в ядроядерных столкновениях.

Рассмотрим случай, когда с поверхностными нуклонами взаимодействует протон ядра-снаряда. Известно /18/, что множественности  $\pi^-$ -мезонов в pp- и rp-соударениях при первичных импульсах протона  $P_p \sim 2$  ГэВ/с резко различаются. Поэтому, сравнивая выходы  $\pi^-$ -мезонов в периферических столкновениях ядер с экспериментальными данными для pp- и rp-взаимодействий, можно определить долю нейтронов в поверхностном слое ядра-мишени.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, модель многократного рассеяния без учета каких-либо коллективных эффектов позволяет неплохо описать не только интегральные сечения ядро-ядерных взаимодействий, но и распределения по числу взаимодействующих нуклонов. Согласно с опытом /с точностью до нескольких процентов/ в величине вероятности взаимодействия всех шести протонов ядра углерода в СТа соударениях указывает на отсутствие /с этой точностью/ трейлинг-эффекта<sup>/17/</sup>, заключающегося в том, что нуклон передней стенки налетающего ядра  $^{12}\text{C}$  выбивает нуклоны мишени и как бы расчищает путь нуклонам, следующим за ними. Для дальнейшего исследования этого явления желательно облучить тяжелые мишени более тяжелыми ядрами ( $^{20}\text{Ne}$ ,  $^{40}\text{Ar}$ , ...) при энергиях в несколько ГэВ на нуклон.

Авторы благодарят Е.Бартке, А.И.Голохвастова и С.А.Хорозова за полезные обсуждения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Czyz W., Maximon L.G. *Ann.Phys.*, N.Y., 1969, 52, p.59.
2. Barashenkov V.S., Musulmanbekov Zh.Zh. *Acta Phys.Pol.*, 1979, B10, p.375.
3. Андреев И.В., Чернов А.В. *ЯФ*, 1978, 28, с.477.
4. Андреев И.В., Хейн Л.А. *ЯФ*, 1978, 28, с.1499.
5. Пак А.С. и др. *ЯФ*, 1979, 30, с.102.
6. Пак А.С., Ужинский В.В., Цэрэн Ч. *ЯФ*, 1979, 30, с.343.
7. Glauber R.J. *High Energy Physics and Nuclear Structure*, Amsterdam, 1967.
8. Franko V., Glauber R.J. *Phys.Rev.*, 1966, 142, p.1195.
9. Heckman H.H. et al. *Phys.Rev.*, 1978, C17, p.1735; Гаспарян А.П. и др. *ОИЯИ*, 1-12797, Дубна, 1979.
10. Bialas A., Bleszynski M., Czyz W. *Nucl.Phys.*, 1976, B111, p.461.
11. Shabelski Yu.M. *Acta Phys.Pol.*, 1979, B10, p.1049.
12. Хорозов С.А. *ОИЯИ*, 2-80-142, Дубна, 1980.
13. Gasparyan A.P. et al. Paper, submitted to the 16th Int. Cosmic Ray Conf., Kyoto, Japan, 1979, vol.6, p.176.
14. Баатар Ц. и др. *ОИЯИ*, P1-80-209, Дубна, 1980.
15. Bartke J. et al. *Proc. Int. Conf. on Nucl. Physics*, Berkeley, 1980, p.541.
16. Flaminio V. et al. *Compilation of Cross Sections p and  $\bar{p}$  Induced Reactions*. CERN-HERA, 79-03, 1979.
17. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. *Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами*. Атомиздат, М., 1972.

Рукопись поступила в издательский отдел

25 декабря 1980 года.