

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P1-85-924

В.Г.Аблеев¹, В.А.Бодягин¹, Г.Г.Воробьев,
Р.Дымаж², С.А.Запорожец, В.И.Иноземцев,
А.А.Номофилов, Н.М.Пискунов, И.М.Ситник,
Е.А.Строковский, Л.Н.Струнов, А.В.Тарасов,
А.Филипковски³, В.И.Шаров

АЛЬФА-ЯДЕРНЫЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ
ПРИ ИМПУЛЬСЕ 4,45 ГЭВ/С НА НУКЛОН

Направлено в журнал "Acta Physica Polonica"

¹ НИИЯФ МГУ, Москва

² Институт ядерной физики, Краков

³ Институт ядерных проблем, Варшава

1985

I. ВВЕДЕНИЕ

Модель Глаубера-Ситенко (МГС)^{/1,2/} широко используется для описания при высоких энергиях взаимодействий составных систем. Чиж и Максимон^{/3/} одними из первых применили её для расчётов дифракционного рассеяния релятивистских ядер на ядрах.

В таких расчётах обычно используется нетривиальное предположение, что конstituенты сталкивающихся ядер — только нуклоны, не возбуждающиеся на промежуточных стадиях процесса взаимодействия. Поэтому, в связи с поиском ненуклонных степеней свободы ядерной материи, возникает вопрос: насколько хорошо МГС в рамках таких предположений может количественно описать совокупность данных по ядро-ядерному рассеянию при высоких энергиях. Этой проблеме посвящены наши исследования^{/4,5/} абсолютных величин дифференциальных сечений дифракционного αA - рассеяния при 17,9 ГэВ/с на ядрах (^1H , ^4He , C , Al , Cu), в которых обнаружены отклонения от обычных расчётов по МГС. Результаты этой впервые полученной достаточно полной совокупности данных по αA - рассеянию при высоких энергиях обобщены в настоящей работе.

В разделах II, III представлены условия проведения эксперимента и результаты измерений дифференциальных сечений упругого αp - рассеяния и суммы упругого и квазиупругого αA - рассеяния. Раздел IV посвящён нашим расчётам по МГС. В разделах V, VI даны: сравнение расчётных и экспериментальных сечений; оценки собственно ядерных дифференциальных сечений и параметров ядерного взаимодействия (b , $b_{\text{полн}}$

$b_{\text{упр}}$); сопоставление αp ($p\alpha$), $\alpha\alpha$ - результатов экспериментов на ускорителях Дубны, Беркли, Сакле, ЦЕРН, ФНАЛ. В Заключении обсуждаются главные итоги работы.

II. ЭКСПЕРИМЕНТ

Измерения^{/4,5/} выполнены на выведенном из синхрофазотрона пучке α - частиц с импульсом ($17,90 \pm 0,13$) ГэВ/с с помощью магнитного спектрометра "АЛЬФА"^{/6/} (рис.1), работавшего на линии с ЭВ

Отбирались события αA - рассеяния на угол $\theta > \theta_0$ с вылетом двукратно заряженной частицы в апертуру установки. Использовались криогенная мишень^{/7/}, наполняемая жидким водородом или гелием, и твёрдые C , Al , Cu мишени естественного изотопного состава. Их толщины ($0,847 \pm 0,001$ г/см² H; $1,494 \pm 0,002$ г/см² ^4He ; $2,00 \pm 0,01$ г/см² C; $1,46 \pm 0,01$ г/см² Al ; $1,37 \pm 0,01$ г/см² Cu) выбраны таким образом, чтобы был мал вклад событий двух и более кратного ядерного рассеяния α - частиц.

Погрешность измерений угла рассеяния составляла $\Delta\theta = 0,75$ мрад. Импульсное разрешение спектрометра, $\Delta p/p = 8 \cdot 10^{-3}$, позволило отделить αA - рассеяние от взаимодействий α - частиц с рождением пионов. Однако чисто упругое рассеяние и квазиупругое рассеяние, с возбуждением или развалом ядра-мишени, были неразличимы.

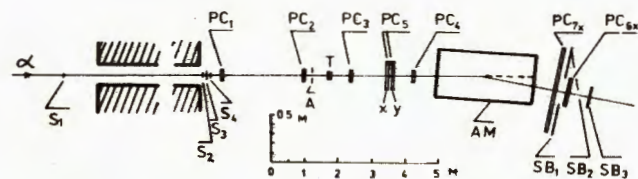


Рис.1. Схема спектрометра. S - сцинтилляционные счётчики (S_3 и SB со съёмом dE/dx информации). A - антисовпадатальный сцинтилляционный счётчик. PC - пропорциональные камеры. T - криогенная или твёрдая мишень, AM - анализирующий магнит.

III. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Обсуждаемые в настоящей работе абсолютные дифференциальные сечения суммы упругого и квазиупругого рассеяния α - частиц на C , Al , Cu мишенях были опубликованы в работе^{/4/}, а сечения рассеяния на ядрах ^1H и ^4He в работе^{/5/}.

Методы отбора событий и процедура введения поправок представлены в работах^{/6,4/}. Значения полученных в эксперименте сечений $\frac{d\sigma}{d\Omega dE dx}$ определены с учётом поправок на геометрическую эффективность установки, аппаратную эффективность спектрометра и поглощение в его веществе, примесь однозарядных дейтронных фрагментов в области упругого пика, примесь неупругих взаимодействий с рождением пионов, разрешение спектрометра и двукратное рассеяние.

Результаты измерений $\frac{d\sigma}{dE}$ эксп. приведены в табл. I и на рис. 2 и 3. Ошибки включают статистические погрешности и погрешности, связанные с дискретным характером информации от пропорциональных камер.

Таблица I. Экспериментальные значения дифференциальных сечений αA рассеяния

-t (ГэВ/c) ²	$\frac{d\sigma}{dE}$ эксп. мбарн (ГэВ/c) ⁻²				
	αp	$\alpha \alpha$	αc	αAl	αCu
0,0088	-	-	14420±310	22270±700	25300±1400
0,0113	-	-	10660±240	14580±500	12500±1000
0,0142	-	4130 ±190	7890±170	8850±340	5760± 600
0,0173	-	3015 ±150	5380±120	5020±250	3720± 440
0,0208	588 ±21	2555 ±120	3670± 90	2830±180	3090± 400
0,0245	528 ±18	1855 ± 90	2470± 70	1650±130	2350± 250
0,0286	426 ±14	1525 ± 80	1680± 50	1140±100	3280± 220
0,0330	363 ±12	1160 ± 70	1080± 40	847± 80	2850± 180
0,0377	306 ±10	874 ± 35	707± 32	892± 70	2310± 150
0,0427	266 ± 9	591 ± 26	514± 26	936± 60	1740± 120
0,0481	243 ± 8	474 ± 21	428± 22	940± 60	1230± 100
0,0537	194 ± 7	322 ± 17	332± 18	839± 48	725± 80
0,0597	162 ± 6	248 ± 15	291± 17	768± 46	550± 70
0,0660	131,0 ± 4,8	165 ± 12	281± 17	471± 38	580± 70
0,0726	102,3 ± 4,1	129 ± 11	286± 17	526± 44	370± 60
0,0795	82,1 ± 3,5	94 ± 10	244± 17	300± 32	300± 60
0,0867	66,3 ± 2,9	72 ± 8	231± 14	284± 31	481± 60
0,0942	48,4 ± 2,2	59 ± 7	204± 13	210± 27	561± 60
0,1021	38,4 ± 1,9	54 ± 7	180± 12	162± 24	355± 50
0,1103	27,6 ± 1,6	40 ± 6	167± 12	190± 23	304± 42
0,1187	19,6 ± 1,2	30 ± 5	109± 10	146± 20	160± 35
0,1275	17,6 ± 1,1	31,5± 4,8	98± 9	190± 21	253± 38
0,1366	10,8 ± 0,9	30,8± 4,7	82± 8	191± 23	129± 32
0,1461	8,9 ± 0,8	16,3± 3,7	111± 10	156± 22	209± 37
0,1558	5,1 ± 0,6	19,3± 4,3	68± 9	106± 19	157± 34
0,1658	3,7 ± 0,5	31,9± 4,9	56± 7	137± 20	154± 29
0,1762	3,1 ± 0,5	10,1± 3,4	57± 8	65± 14	-
0,1869	2,2 ± 0,5	18 ± 5	-	-	-
0,1979	1,44± 0,47	11 ± 5	-	-	-
0,2092	1,31± 0,47	7,1± 3,6	-	-	-
0,2208	0,80± 0,32	-	-	-	-

Систематические ошибки нормировки $\frac{d\sigma}{dE}$ эксп. не превышают 3%. Они включают погрешности, связанные с определением:

- потока отбираемого электроникой пучка первичных частиц, падающих на мишень;
 - толщин мишеней;
 - поправок на эффективность спектрометра и поглощение на трассе пучка;
 - вклада неупругих взаимодействий и однозарядных частиц.
- Ошибка, связанная с неточностью определения импульса падающих частиц, не включалась в ошибки нормировки (см. раздел VI).

IV. МЕТОДЫ РАСЧЁТА

В рамках модели Глаубера-Ситенко рассчитаны дифференциальные сечения $\frac{d\sigma}{dE}$ упругого рассеяния α - частиц на водороде и суммы упругого и квазиупругого рассеяния α - частиц на ядрах ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{27}\text{Al}$, ${}^{64}\text{Cu}$.

Профильная функция нуклон-нуклонного взаимодействия, усреднённая по величинам спина и изоспина, была взята в виде:

$$\gamma_{NN}(b) = \frac{1}{4\pi b_{NN}} \sigma_{NN} (1 - \rho_{NN}) \exp(-b^2/2b_{NN}^2),$$

где σ_{NN} , ρ_{NN} , b_{NN} - соответственно полное сечение, отношение вещественной части амплитуды рассеяния вперёд к мнимой и параметр наклона дифракционного конуса для NN-рассеяния. Они были определены интерполяцией экспериментальных данных^{18/}:

$$\sigma_{NN} = 42 \text{ мб}; \rho_{NN} = -0,4; b_{NN} = 7,6 (\text{ГэВ}/c)^{-2}$$

При 4,5 ГэВ/с величины параметров для pp- и pn-рассеяния близки друг к другу. Поэтому усреднение по изоспину не оказывает значительного влияния на результаты расчётов.

Плотность распределения нуклонов в основном состоянии α - частицы полагалась гауссовой:

$$\rho(r) = (\pi R^2)^{-3/2} \exp(-r^2/R^2); R = 1,37 \text{ фм},^{19/}$$

а плотности ядер мишеней фермиевскими:

$$\rho(r) = \rho_0 / (1 + \exp[(r-R)/c]).$$

Значения параметров последнего распределения^{/10/} приведены в табл. 2.

Таблица 2.

	¹² C	²⁷ Al	⁶⁴ Cu
R фм	2,30	3,00	4,15
C фм	0,42	0,52	0,55

На рис. 2 штриховые линии представляют результат расчёта $d\sigma/dt$ для упругого αp и $\alpha\alpha$ рассеяния в рамках простой МГС без учёта кулоновского взаимодействия. Для оценки величины неэikonальных и кулоновских эффектов выполнены также расчёты в рамках модели с микроскопическим оптическим потенциалом^{/11/}, не содержащей характерного для стандартной МГС эikonального приближения с учётом кулоновских взаимодействий (штрихпунктирные линии). Как видно, неэikonальные и кулоновские эффекты не играют значительной роли для αp и $\alpha\alpha$ упругого рассеяния. По-видимому, сумма упругого и квазиупругого рассеяния также слабо зависит от неэikonальных эффектов.

В вариантах расчётов альфа-ядерного рассеяния вводятся допущения^{/12/}, не нужные в случае упругого αp -рассеяния:

- справедливо приближение полноты системы волновых функций конечных состояний ядра-мишени;
- распределения нуклонов во взаимодействующих ядрах не коррелированы;
- справедливо оптическое приближение по атомному номеру A ядра-мишени^{/13/}.

Кулоновские эффекты учитывались добавлением к фазовым сдвигам чисто ядерного рассеяния кулоновских фазовых сдвигов^{/9/}.

Учитывались корреляции центра масс нуклонов в налетающей α -частице^{/14/}, но не в ядре-мишени, так как последние не сказываются на величине дифференциальных сечений суммарного (упругое + квазиупругое) рассеяния^{/15/}.

Для $\alpha\alpha$ -рассеяния оказалось ещё возможным рассчитать суммарное сечение упругого и квазиупругого рассеяния, используя точные представления обычного метода Глаубера-Ситенко^{/3,12/} (сплошная кривая на рис. 2), хотя уже в этом случае часто используются приближенные методы (см., например,^{/16/}.

Вычисление сечений рассеяния α -частиц на средних и тяжелых ядрах встречает огромные вычислительные трудности из-за большого числа членов медленно сходящегося глауберовского ряда, поэтому мы использовали^{/4/} основанные на точных соотношениях МГС упрощенные методы расчёта амплитуд дифракционного αA рассеяния:

- Приближение "жесткой" налетающей α -частицы^{/17/}.
- Оптическое приближение по атомному номеру налетающей α -частицы^{/13/}.
- Представление амплитуд α -ядерного рассеяния в виде разложения в ряд по эффектам взаимного экранирования нуклонов в налетающей α -частице - модель налетающего "роя" или "ряд по теневым эффектам"^{/18/} (сплошные линии на рис. 3,4 для сечений αC , αAl , αCu рассеяния).

Приближение 3, в отличие от 1 и 2, позволяет рассчитывать амплитуду рассеяния с любой желаемой точностью. Мы ограничились учётом лишь эффектов парного экранирования. Поправки на эффекты экранирования высших порядков оценены в 2-4% в зависимости от ядра-мишени. Результаты расчетов, полученные в этом приближении для упругого рассеяния, приведены на рис. 3 и 4.

Для вычисления дифференциальных сечений квазиупругого α -ядерного рассеяния использовалось аналитическое выражение:

$$\frac{d\sigma}{dt} \text{ кв. упр.} = \left(\frac{d\sigma}{dt} \text{ кв. упр.} \right)_{t=0} \cdot \exp(b \text{ кв. упр.} \cdot t)$$

Значения параметров $b \text{ кв. упр.}$, $\frac{d\sigma}{dt} \text{ кв. упр.} (0)$ приведены в таблице 3; они рассчитаны в оптическом приближении 2 (с учетом поправки первого порядка $\sim I/2\lambda$) и использованы в расчётах, приведенных на рис. 3.

Таблица 3.

		¹² C	²⁷ Al	⁶⁴ Cu
$\left(\frac{d\sigma}{dt} \text{ кв. упр.} \right)_{t=0}$	$\sigma(\text{ГэВ/с})^{-2}$	0,585	0,735	0,972
$b \text{ кв. упр.}$	$(\text{ГэВ/с})^{-2}$	15,3	15,1	14,4

У. СРАВНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ С РЕЗУЛЬТАТАМИ РАСЧЁТОВ

Из рисунков 2 и 3 видно, что расчёты по МГС при 4,5 ГэВ/с на нуклон в первом приближении правильно описывают дифференциальные сечения суммы упругого и квазиупругого αA -рассеяния. Однако малая систематическая ошибка наших измерений ($\sim 3\%$) и их недостаточная статистическая обеспеченность позволяют нам сделать вывод, что в наблюдении расхождений между экспериментальными значениями дифференциальных сечений αA -рассеяния и рассчитанными по МГС.

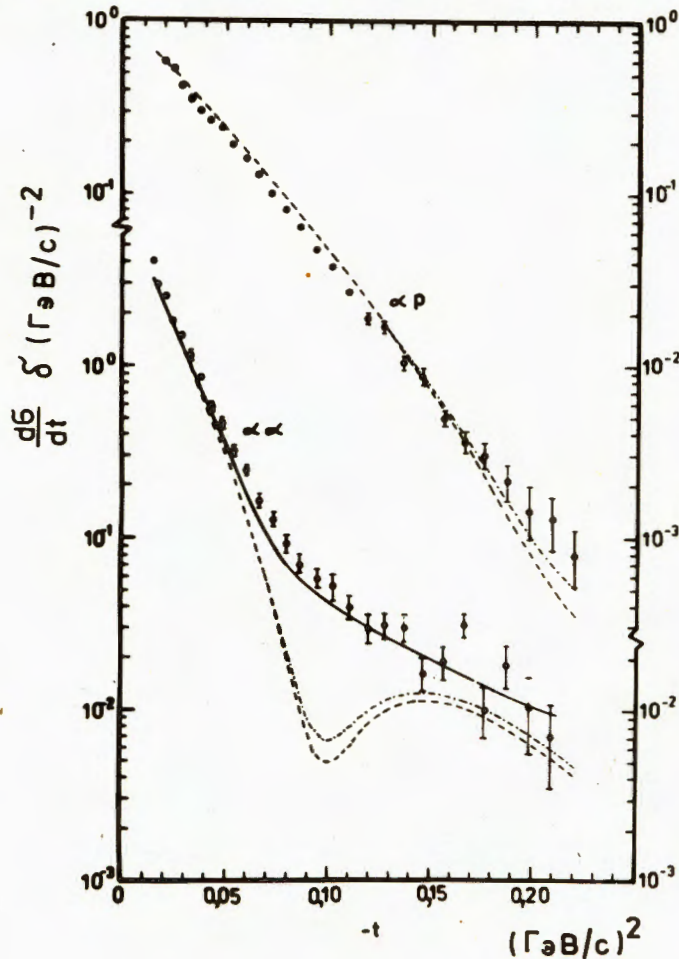


Рис. 2.

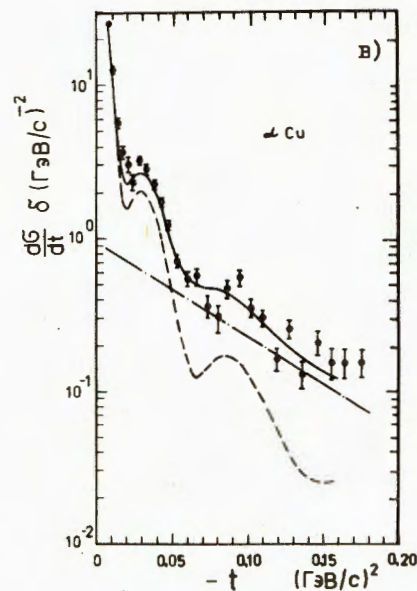
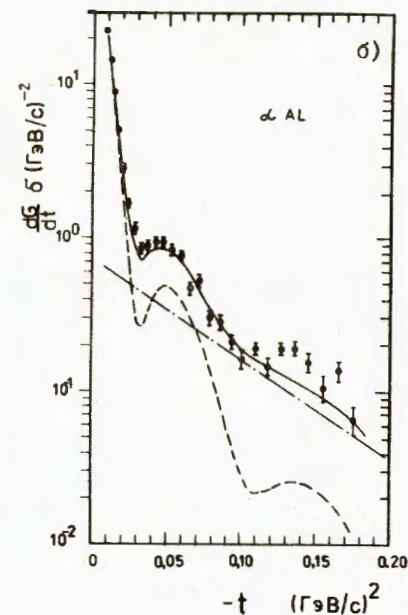
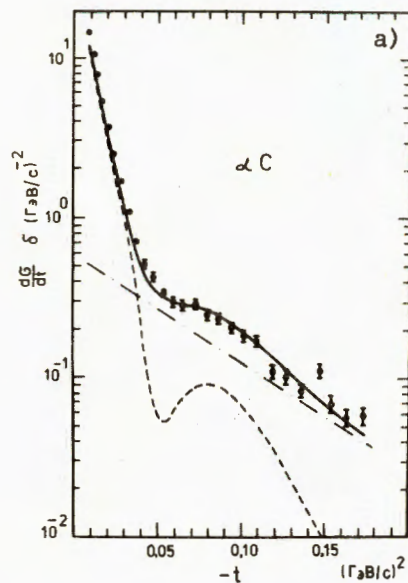


Рис. 3. Дифференциальные сечения для а) αC , б) αAl и в) αCu рассеяния при 17,9 ГэВ/с. Штриховая линия - сечение упругого рассеяния, рассчитанное по модели налетающего "роя" с учётом кулоновского взаимодействия, штрихпунктирная - сечение квазиупругого рассеяния, сплошная кривая - суммарное сечение упругого и квазиупругого рассеяния.

Для упругого αp рассеяния (рис. 2) экспериментальные точки в большей части дифракционного конуса лежат ниже расчётных кривых \sim на 15%. Для суммы упругого и квазиупругого $\alpha\alpha$ рассеяния экспериментальные значения больше расчётных почти во всём интервале измерений: в области дифракционного конуса превышение составляет \sim (10 + 15)%, вблизи минимума упругого рассеяния оно доходит до (25 + 30)%. Учёт неэikonальных и кулоновских эффектов (в расчётах по модели с микроскопическим оптическим потенциалом U_{II}) - штрихпунктирные кривые на рис. 2) и варьирование параметров расчётных кривых ($\sigma_{NN}, \rho_{NN}, b_{NN}, R$ - в пределах точности их определения) не устраняют расхождений с экспериментом.

На рис. 3 приведены экспериментальные значения αc , αAl , αCu дифференциальных сечений суммы упругого и квазиупругого рассеяния вместе с расчитанными по МГС с использованием приближения "роя". Имеются расхождения между расчётами и экспериментом. Как и в случае $\alpha\alpha$ рассеяния, в области дифракционного конуса экспериментальные значения сечений для αc и αAl рассеяния на 10-15% превышают расчётные. Расхождение возрастает для других вариантов расчетов по МГС ("жёсткой α - частицы" или "оптического приближения").

VI. СЕЧЕНИЯ ЯДЕРНОГО УПУГОВОГО РАССЕЯНИЯ И ПАРАМЕТРЫ ДИФРАКЦИОННОГО КОНУСА

По измеренным сечениям $\frac{d\sigma}{dt}^{эксп.}$ (табл. I) мы оценили сечения собственно ядерного упругого рассеяния

$$\frac{d\sigma_{я.упр.}}{dt} = \frac{d\sigma_{эксп.}}{dt} - \frac{d\sigma_{кв.упр.}}{dt} - \Delta^c$$

Выражение для $\frac{d\sigma_{кв.упр.}}{dt}$ приведено в разделе IV; как видно из рис. 3, этот вклад в $\frac{d\sigma_{эксп.}}{dt}$ относительно мал в начале дифракционного конуса и быстро возрастает при приближении к дифракционному минимуму. Кулоновская поправка Δ^c оценена по МГС в оптическом приближении

$$\Delta^c = \left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_{с кул.} - \left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_{без кул.}$$

Уже для αc - рассеяния роль этой поправки оказывается значительной ($\Delta^c \sim 10\%$) во всей измеренной области дифракционного конуса.

На рис. 4 приведены определенные таким образом дифференциальные сечения собственно ядерного упругого αA рассеяния для всех использованных нами мишеней - вместе с соответствующими теоретическими кривыми и данными других экспериментов.

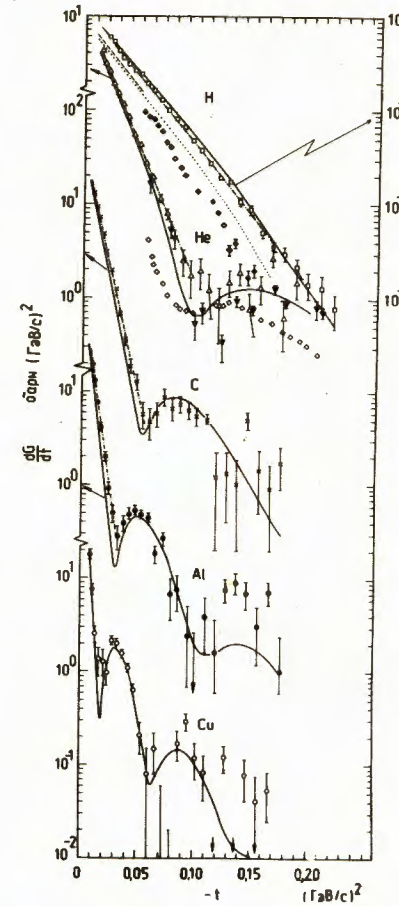


Рис. 4. Дифференциальные сечения собственно ядерного упругого αA рассеяния.

□, Δ, X, ●, ○ - наши данные при 17,9 ГэВ/с по αp , $\alpha\alpha$, αc , αAl αCu рассеянию, соответственно; штрихпунктирные линии соответствуют экспоненциальному фиту, сплошные линии - расчётам по модели Глаубера-Ситенко.

--- и ... данные SPS ЦЕРН /27/ и ФНАЛ /26/ по $p\alpha$ рассеянию при 100 и 45 ГэВ, соответственно;

● αp данные ISR ЦЕРН /29/ ($\sqrt{s} = 89$ ГэВ);
○, ▽ $\alpha\alpha$ (данные ISR ЦЕРН /29/ ($\sqrt{s} = 126$ ГэВ) и (▽) Сакле ($P_\alpha = 5,1$ ГэВ/с) /36/).

Для определения параметров дифракционных конусов $(\frac{d\sigma}{dt})_{t=0}, b_j$ в (табл. 4) все точки $\frac{d\sigma}{dt}^{я.упр.}$ для каждой мишени были профитированы на участке $|b_j t| \leq 5,8$ экспонентами $\frac{d\sigma}{dt} = (\frac{d\sigma}{dt})_{t=0} \cdot \exp(-b_j t)$ (j - индекс мишени).

Таблица 4

Мишень	n точек	$(\frac{d\sigma}{dt})_{t=0}$ (ГэВ/с) ⁻²	b (ГэВ/с) ⁻²	$\frac{\chi^2}{n-2}$	Довер. уровень (сЛ)
H	22	1,158 ± 0,021	33,6 ± 0,28	1,5	0,09
He	15	10,34 ± 0,38	67,2 ± 1,0	0,74	0,70
C	10	39,0 ± 1,0	122,8 ± 1,4	0,90	0,53
Al	7	110,5 ± 7,0	190,8 ± 4,7	0,52	0,75
Cu	3	396 ± 153	353 ± 39	0,14	0,70

На рис. 5 все определённые нами дифференциальные сечения ядерного упругого рассеяния приведены в единой системе переменных ^{/20/}

$\Phi = \frac{d\sigma}{dt} / (\frac{d\sigma}{dt})_{t=0}, \tau = bt$. Вся совокупность из 57 значений дифференциальных сечений в области $\tau \leq 5,8$ (эта граница края дифракционного конуса указана на рис. 5 штриховой линией) хорошо описывается единой экспонентой с $\chi^2/(n-2) = 0,95$ и $sL = 0,55$. настолько хорошая экспоненциальная аппроксимация $\frac{d\sigma}{dt}$ (и $\frac{d\sigma}{dt}$) не вполне соответствует результатам расчётов по модели Глаубера-Ситенко (на рис. 4 это хорошо заметно для случая αp и $\alpha\alpha$ рассеяния).

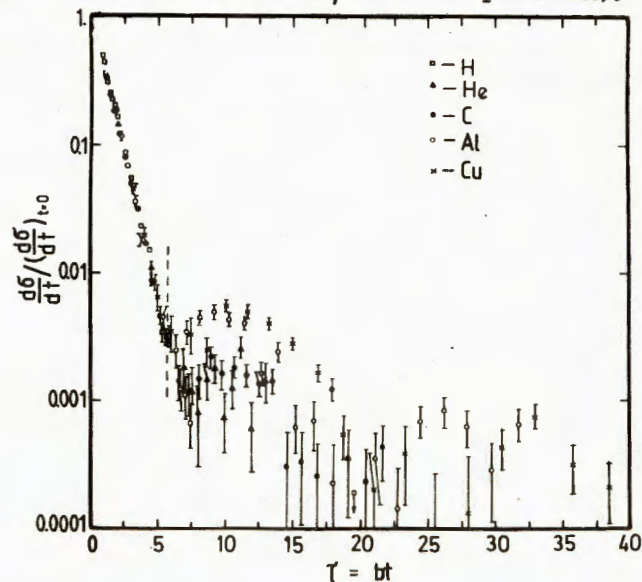


Рис. 5

Из полученных при фитировании величин $(\frac{d\sigma}{dt})_{t=0}$ и b мы вычислили полное сечение - $\sigma_{полн.}$, полное упругое сечение - $\sigma_{упр.}$, радиус αA взаимодействия и отношение упругого и полного сечений \mathcal{L} . При этом использовались соотношения

$$\sigma_{полн.} = \sqrt{\frac{16\pi}{1+\rho^2}} \left(\frac{d\sigma^{упр.}}{dt} \right)_{t=0}$$

$$\sigma_{упр.} = \left(\frac{d\sigma^{упр.}}{dt} \right)_{t=0} / b, R_{\alpha A} = 2\sqrt{b}$$

Численные значения этих параметров для всех мишеней приведены в таблице 5. Для каждой величины приведены статистическая ошибка (верхний ряд) и общая среднеквадратичная ошибка (нижний ряд), которая включает статистическую ошибку, ошибку нормировки (3%) и ошибку, вызванную неопределённостью в величине импульса падающей α -частицы. Последняя оценивалась из ошибок $\Delta(\frac{d\sigma}{dt})$ для каждой точки, включённой в процедуру фитирования.

$$\Delta\left(\frac{d\sigma}{dt}\right) = 2bt \frac{d\sigma}{dt} \frac{\Delta\rho}{\rho}, \quad \left(\frac{\Delta\rho}{\rho} = 0,008\right)$$

Общая ошибка, приведенная в таблице 5, не включает возможных неопределённостей, вытекающих из процедуры вычитания сечения квазиупругого рассеяния и поправки на кулоновские эффекты при определении ядерных упругих дифференциальных сечений.

При оценке $\sigma_{полн.}$ для αp и $\alpha\alpha$ рассеяния, мы взяли значения $\rho_{\alpha p} = -0,28$ и $\rho_{\alpha\alpha} = -0,18$, вычисленные по МС. Эта величина $\rho_{\alpha p}$ согласуется со значением $\rho_{\alpha p} = -0,30 \pm 0,12$, полученным при 5 ГэВ/с ^{/21/}. Для остальных мишеней мы взяли $\rho_{\alpha C} = \rho_{\alpha Al} = \rho_{\alpha Cu} = 0$. Ошибки в $\sigma_{полн.}$, приведенные в таблице 6, не включают ошибок в использованных величинах ρ .

Приведенные в таблице 5 величины b , $\sigma_{полн.}$, $\sigma_{упр.}$ для αp , $\alpha\alpha$ и αC рассеяния близки к значениям, полученным в работе ^{/22/} для импульса 2,9 ГэВ/с на нуклон.

Абсолютные значения дифференциальных сечений дифракционного рассеяния α -частиц на совокупности ядер в области энергий порядка нескольких ГэВ на нуклон измерены только в нашей работе. В этой области энергий параметры амплитуды упругого NN рассеяния слабо зависят от энергии ^{/8/}, что удобно для сравнения с данными других экспериментов. Однако до настоящего времени при энергиях, больших 1 ГэВ на нуклон, выполнено лишь сравнительно небольшое число изме-

Таблица 5. Параметры собственно ядерного αA рассеяния

	$(\frac{d\sigma}{dt})_{t=0}$ σ (ГэВ/с) ⁻²	b (ГэВ/с) ⁻²	$\sigma_{полн.}$ барн	$\sigma_{упр.}$ барн	$\chi = \frac{\sigma_{упр.}}{\sigma_{полн.}}$	$R_{\alpha A}$ фм
H	0,021 I, 158 ± 0,041	0,028 33,6 ± 0,5	0,0013 0,1450 ± 0,0026	0,0004 0,0344 ± 0,0026	0,0010 0,237 ± 0,005	0,010 2,289 ± 0,018
He	0,38 10,34 ± 0,47	1,0 67,2 ± 1,4	0,008 0,443 ± 0,010	0,0037 0,154 ± 0,006	0,0026 0,348 ± 0,008	0,024 3,235 ± 0,033
C	1,0 39,9 ± 1,6	1,4 122,8 ± 1,7	0,011 0,884 ± 0,018	0,005 0,325 ± 0,013	0,0018 0,368 ± 0,008	0,025 4,373 ± 0,031
Al	7 III ± 8	4,7 191 ± 6	0,047 I,47 ± 0,05	0,023 0,579 ± 0,031	0,0044 0,394 ± 0,010	0,07 5,45 ± 0,08
Cu	150 396 ± 150	39 353 ± 39	0,5 2,8 ± 0,5	0,31 1,12 ± 0,31	0,036 0,404 ± 0,037	0,41 7,42 ± 0,41

рений дифференциальных сечений упругого $p\alpha$ (αp) и $\alpha\alpha$ рассеяния. При энергиях, близких к нашей, проведены лишь измерения относительных дифференциальных сечений αp рассеяния в интервале энергий 1,75+4,13 ГэВ на нуклон^{/21/} при $0,002 < |t| < 0,04$ (ГэВ/с)² и измерения дифференциальных сечений $p\alpha$ рассеяния при 2,68 ГэВ в области больших углов рассеяния ($0,15 < |t| < 0,66$ (ГэВ/с)²). Остальные эксперименты выполнены либо вблизи 1 ГэВ на нуклон^{/24,25/}, где параметры амплитуды NN рассеяния изменяются с энергией довольно резко^{/8,25/}, либо при значительно больших, чем наша, энергиях^{/26 + 30/}, где параметры амплитуды NN рассеяния уже заметно отличаются от наших. Аналогичная ситуация наблюдается и для $\alpha\alpha$ рассеяния. Для сравнения на рис.4 вместе с нашими данными приведены дифференциальные сечения упругого $p\alpha$ и $\alpha\alpha$ рассеяния, полученные в ряде других опытов при разных энергиях. Погрешности абсолютных нормировок $\alpha\alpha$ данных Сакле^{/36/} ~ 10%, αp и $\alpha\alpha$ данных ISR ЦЕРН^{/29/} (25 + 30%), в $p\alpha$ - эксперименте на SPS ЦЕРН^{/27/} ~ 1%.

УП. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены обобщённые результаты анализа абсолютных значений дифференциальных сечений αA - рассеяния в дифракционной зоне при 17,9 ГэВ/с, измеренных в наших работах^{/4,5/} с хорошей точностью абсолютной нормировки (~3%) и хорошей статистической обеспеченностью.

Эта единственная при высоких энергиях совокупность данных сравнена с расчётами, выполненными нами как в рамках точных представлений модели Глаубера-Ситенко, для αp и $\alpha\alpha$ рассеяния, так и в приближениях МГС - для αC , αAl , αCu рассеяния. Качественно расчёты соответствуют данным по всей дифракционной зоне, где сечения меняются на три порядка. Лучшим из приближений МГС для рассеяния на C , Al , Cu оказалась модель налетающего "роя", с расчётом параметров вклада квазиупругого рассеяния в оптическом приближении.

С использованием рассчитанных в рамках МГС вкладов в экспериментальные данные квазиупругого рассеяния и кулоновских эффектов определены собственно ядерные дифференциальные сечения упругого рассеяния. Из их экспоненциального фита оценены соответствующие параметры дифракционного конуса, полные сечения упругого рассеяния и полные сечения αA взаимодействия.

При количественном сравнении наших расчётов по МГС с данными^{/4,5/} (рис. 2-4) наблюдаются существенные расхождения. Причём, на большей части дифракционного конуса αp - дифференциальные сечения меньше расчётных (на 10 - 15%), а дифференциальные сечения α - ядер-

ного рассеяния превышают расчётные (например, для $\alpha\alpha$ - рассеяния на $I_5 - 20\%$).

Рассмотрены^{/4,5/} возможные причины указанных отклонений обычных расчётов по МГС от эксперимента. Они, в частности, связывались с неучтёнными в таких расчётах эффектами возбужденных состояний нуклонов, возникающих на промежуточных стадиях перерассеяния в сталкивающихся ядрах (неупругая экранировка). Как отмечалось^{/5/}, их учёт непрост, особенно при энергиях в несколько ГэВ на нуклон.

Помимо наших наблюдений^{/19,4,5/}, отклонения экспериментальных данных по дифракционному рассеянию при высоких энергиях от обычных расчётов по МГС отмечались также в работах по pd и dd рассеянию^{/31/} (при энергиях встречных пучков ЦЕРН), $\pi\alpha$ и $p\alpha$ рассеянию (на пучках ИФВЭ, Серпухов^{/32/}, Батавии^{/26/} и SPS ЦЕРН^{/27/}). Результаты проведенного Л.Г.Дажно и Н.Н.Николаевым весьма полного анализа^{/33/} прецизионных данных^{/32,27,26/} по рассеянию на гелии пионов и протонов высоких энергий показывают, что причиной расхождения с обычными расчётами по МГС являются не только эффекты неупругого экранирования^{/34/}, не учтённые в них, но и неполнота использовавшихся ранее представлений о структуре сталкивающихся объектов: чтобы объяснить данные в рамках МГС, пришлось ввести бо́льшую примесь (12%) двенадцатикваркового состояния к основному состоянию ^4He . Такое представление о структуре He^4 авторы^{/33/} согласуют и с данными по рассеянию электронов на He^4 , в частности, с данными^{/35/} по ЕМС-эффекту.

Авторы благодарны А.М.Балдину, П.Зелинскому, А.Б.Кайдалову и В.А.Царёву за поддержку работы и обсуждение её результатов, коллективам специализированных подразделений Лаборатории высоких энергий - за обеспечение хорошей работы синхрофазотрона и оборудования эксперимента, З.П.Мотиной и Р.Н.Петровой - за помощь на многих этапах работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Glauber R.J. In: Lectures in Theoretical Physics, Wiley-Interscience, New York, 1959, vol. 1, p. 315.
2. Ситенко А.Г. Укр.физ.журн., 1959, 4, с.152.
3. Czyz W., Maximon L.C. Ann.Phys., 1969, 52, p. 59; Czyz W. Cerasow Report INP 697/PL/PK (1970).
4. Аблеев В.Г. и др. ЯФ, 1982, 36, с.1197; ОИЯИ, I-82-174, Дубна, 1982
5. Аблеев В.Г. и др. ЯФ, 1982, 36, с.1434; ОИЯИ, I-82-332, Дубна, 1982
6. Аблеев В.Г. и др. ПТЭ, 1978, 2, с.63; ОИЯИ, PI-10565, Дубна, 1977

7. Борзунов Ю.Т. и др. ПТЭ, 1974, 4, с.32
8. Benary O. et al. Part. Data Group, UCPL-20000NN, Berkeley, 1970; Bystricky J. et al. Saclay Report CEA-N-1547 (1972).
9. Czyz W., Lesniak L. Phys.Lett., 1967, B24, p.227.
10. Elton L.R.B. Nuclear Sizes, Oxford Univ.Press., 1961; Franco V. Phys.Rev., 1972, C6, p.748.
11. Dymarz R., Malecki A. Phys.Lett., 1977, B66, p.413.
12. Kofoed-Hansen O. Nuovo Cimento, 1969, A60, p.621; Formanek J. Nucl.Phys., 1969, B12, p.441; Harrington D.R., Pagnamenta A. Phys.Rev., 1969, 184, p.1908.
13. Андреев И.В., Чернов А.В. Препринт ФИАН, №190, М., 1977; Андреев И.В., Чернов А.В. ЯФ, 1978, 28, с.477, 1499; Пак А.С. и др. ЯФ, 1979, 30, с.102, 343
14. Czyz W., Maximon L.C. Phys.Lett., 1968, B27, p.354.
15. Бободжанов И.Б. и др. ОИЯИ, P2-80-596, Дубна, 1980
16. Malecki A., Rizzoza P., Satta L. Phys.Lett., 1984, B136, p.319.
17. Chameaux A. et al. Nucl.Phys., 1976, A267, p.413; Alkhasov G.D. et al. Nucl.Phys., 1977, A280, p.365.
18. Faldt G., Hulthage I. Nucl.Phys., 1979, A316, p.253.
19. Аблеев В.Г. и др. Доклад 448/A6-5 на XVIII Междунар. конф. по физ. выс. энергий, Тбилиси, 1976; см. также его обсуждение в обзорах Царёва В.А. (AI-I), Кайдалова А.Б. (AI-27), Зелинского П. (A6-6) - в кн.: Тр. XVIII Междунар. конф. по физике высоких энергий, ОИЯИ, ДИ, 2-10400, Дубна, 1977.
20. Singh V., Roy S.M. Phys.Rev., 1970, D1, p.2638; Dias de Deus J. Nucl.Phys., 1973, B59, p.231.
21. Безногих Г.Г. и др. ЯФ, 1978, 27, с.710
22. Jaros J.A. et al. Phys.Rev., 1978, C18, p.2273.
23. Nasser M.A. et al. Nucl.Phys., 1978, A312, p.209.
24. Palevsky H. et al. Phys.Rev.Lett., 1967, 18, p.1200; Baker S.D. et al. Phys.Rev.Lett., 1974, 32, p.839; Verbeck S.L. et al. Phys.Lett., 1975, B59, p.339; Aslanides E. et al. Phys.Lett., 1977, B68, p.221; Geaga J.V. et al. Phys.Rev.Lett., 1977, 38, p.1265; Klem R. et al. Phys.Rev.Lett., 1977, 38, p.1273; Алхазов Г.Д. и др. Письма в ЖЭТФ, 1977, 26, с.110
25. Courant H. et al. Phys.Rev., 1979, C19, p.104.
26. Vujak A. et al. Phys.Rev., 1981, D23, p.1895.
27. Burq J.P. et al. Nucl.Phys., 1981, B187, p.205.
28. Bell W. et al. Phys.Lett., 1982, B117, p.131.
29. Ambrosio M. et al. Phys.Lett., 1982, B113, p.347.

30. Akesson T. et al. CERN, EP/84-155.
 31. Goggi G. et al. Nucl.Phys., 1979, B149, p.381.
 32. Аблеев В.Г. и др. ЯФ, 1981, 37, с.769
 33. Dakhno L.G., Nikolaev N.N. Nucl.Phys., 1985, A436, p.653.
 34. Грибов В.Н. ЖЭТФ, 1969, 56, с.892;
 Pumpllin J., Ross M. Phys.Rev.Lett., 1968, 21, p.1778;
 Ikeda M. Phys.Rev., 1972, C6, p.1608;
 Anisovich V.V., Dakhno L.G., Volkovitski P.E. Phys.Lett., 1972, B42, p.224;
 Дахно Л.Г. ЯФ, 1983, 37, с.993.
 35. Arnold R.G. et al. Phys.Rev.Lett., 1984, 52, p.727.
 36. Berger J. et al. Nucl.Phys., 1980, A338, p.421.

Рукопись поступила в издательский отдел
 23 декабря 1985 года.

Аблеев В.Г. и др. P1-85-924
 Альфа-ядерные дифференциальные сечения при импульсе 4,45 ГэВ/с на нуклон

С помощью магнитного спектрометра "АЛЬФА" на пучке α -частиц с импульсом 17,9 ГэВ/с синхрофазотрона ОИЯИ измерены с высокой точностью абсолютные дифференциальные сечения упругого α p-рассеяния и суммы упругого и квазиупругого α A-рассеяния в интервале четырехмерных переданных импульсов $0,009 < |t| < 0,22$ (ГэВ/с)². Использовались мишень с жидким водородом или гелием и C-, Al- и Cu-мишени. Экспериментальные данные сравнены с результатами модельных расчетов, выполненных в рамках теории Глаубера-Ситенко. Для всех использованных мишеней определены собственно ядерные дифференциальные сечения упругого α A-рассеяния. По результатам их анализа оценены параметры дифракционного конуса, полные сечения упругого рассеяния и полные сечения α A-взаимодействия. Наблюдены расхождения между нашими данными и результатами расчетов по модели Глаубера-Ситенко.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Ableev V.G. et al. P1-85-924

Alpha-Nuclear Differential Cross Sections at 4.45 GeV/c per Nucleon

Absolute differential cross sections of elastic α p-scattering and the sum of elastic and quasi-elastic α A scattering have been measured over a four-momentum transfer range of $0.009 < |t| < 0.22$ (GeV/c)² using a 17.9 GeV/c α -particle beam from the Dubna synchrophasotron and "ALPHA" magnetic spectrometer. A target with liquid hydrogen or helium and C, Al, and Cu targets were used. The experimental data are compared with the model calculations made in the framework of the Glauber-Sitenko multiple scattering theory. Pure nuclear elastic α A scattering differential cross sections were extracted for all the targets. Using the results of their analysis, the diffraction cone parameters, the total elastic scattering cross sections and the total cross sections of the α A interactions were estimated. Differences between our data and the results of the Glauber-Sitenko model calculations have been observed.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985