

30/III-71

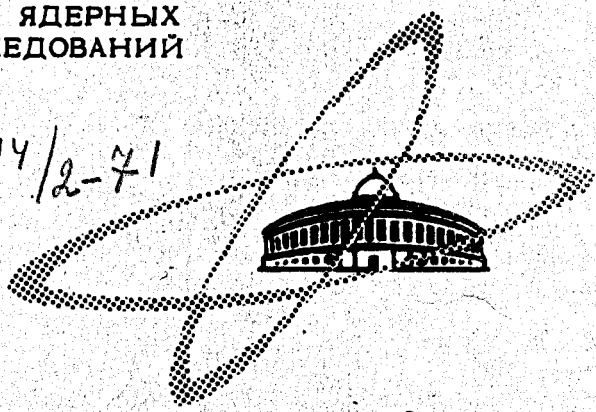
К-211

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

2994/2-71

P7 - 5884



С.А. Карамян, Ю.Ц. Оганесян, Ю.Э. Пенионжкевич,
Б.И. Пустыльник

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ
ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ НА ЯДРАХ

P7 - 5884

С.А. Карамян, Ю.Ц. Оганесян, Ю.Э. Пенионжкевич,
Б.И. Пустыльник

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ
ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ НА ЯДРАХ

Направлено в ЯФ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Исследование упругого рассеяния тяжелых ионов на ядрах представляет значительный интерес, так как анализ экспериментальных угловых распределений упруго рассеянных ионов позволяет получить основные сведения о кинематике взаимодействия сложных ядер, о величине радиуса взаимодействия. Описание процесса рассеяния заряженных частиц на ядрах основывается на различного рода модельных представлениях, с помощью которых удается связать определенные усредненные черты многочастичной квантово-механической задачи рассеяния с непосредственно измеряемыми величинами. Широкое распространение получила оптическая модель ядра, в которой задача многих тел сводится к задаче одной частицы в поле комплексного потенциала. Известно, что оптическая модель имеет большой успех при описании рассеяния нейтронов, протонов, дейтронов и α -частиц вплоть до энергии ≤ 50 Мэв. При переходе к более тяжелым частицам использование оптической модели связано с рядом трудностей. Это объясняется тем, что число парциальных волн, эффективно участвующих в рассеянии, порядка kR , а при переходе к более тяжелым частицам kR возрастает и достигает величины $\approx 100-200$, что делает проведение численных расчетов чрезвычайно трудным, кроме того, появляются большие сложности при определении

оптимального набора параметров комплексного оптического потенциала для каждой энергии в широком диапазоне Z и A взаимодействующих ядер. Прямые численные методы не дают также возможности установить какие-либо простые закономерности для кинематики взаимодействия сложных ядер.

Вместе с тем интенсивное развитие исследований реакций с тяжелыми ионами привело к появлению более простых методов анализа угловых распределений упруго рассеянных ионов /1-4/.

В настоящей работе проводится прямая параметризация фазы рассеянной волны, причем параметры подбираются из сравнения с экспериментальными распределениями.

II

Исследовалось упругое рассеяние ионов ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O , $^{20,22}\text{Ne}$, ^{40}Ar на ядрах ^{108}Ag , ^{141}Pr , ^{159}Tb , ^{165}Ho , ^{197}Au , ^{209}Bi , ^{238}U в различных комбинациях в широком диапазоне энергий падающих частиц. Подробное описание экспериментальной методики дано в работе /5/. Рассеянные ионы регистрировались поверхностно-барьерным ($\text{Si} + \text{Au}$) полупроводниковым детектором. Энергетическое разрешение детектора составляло ≈ 200 кэВ. Детектор мог перемещаться в пределах углов от 20° до 165° . Точность установки угла составляла $\pm 1^\circ$, угловое разрешение $\approx 2,5^\circ$. Чтобы исключить ошибки, связанные с изменением тока пучка в процессе облучения, все данные приводились к показанию монитора, представляющего собой полупроводниковый детектор, расположенный под углом $\approx 30^\circ$.

Каждое угловое распределение упруго рассеянных ионов состояло из 20-40 точек, измеренных через 2-4 градуса, что соответствовало интервалу углов от $-20-40^\circ$ до $90-120^\circ$. Надежная дискриминация пика упругого рассеяния позволяла проводить измерения до углов, при которых отношение $\frac{d\sigma_{\text{упр.}}(\theta)}{d\sigma_{\text{кул.}}(\theta)}$ падает от ≈ 1 до 10^{-3} . В таблице представлены все исследуемые реакции.

Таблица

Результаты фазового анализа экспериментальных угловых распределений упруго рассеянных ионов. L_A и ΔL_A - параметры, полученные методом наименьших квадратов для функции $A \ell \cdot \ell_{\text{ср}}^{(1)}$ и ℓ_{max} - значения среднего и максимального углового момента, рассчитанные по формулам (6,8), $\ell_{\text{ср}}^{(2)}$ - по формулам (7,8), $\ell_{\text{ср}}^{(2)} = \frac{8}{9} \langle \ell^2 \rangle$.

РЕАКЦИЯ	$E_{\text{д.б.}}^{\text{МЭБ}}$	L_A	ΔL_A	$\ell_{\text{ср}}^{(1)}$	ℓ_{max}	$\ell_{\text{ср}}^{(2)}$	$V_{\text{д.б.}}$	$z_0(f)$	$d(f)$
$^{109}\text{Ag}(^{20}\text{Ne}, ^{20}\text{Ne})$	138	67	4,0	48	72	47	70	1,26	0,44
$^{133}\text{Tb}(^{20}\text{Ne}, ^{20}\text{Ne})$	198	85	3,9	61	91	69	70	1,26	0,44
	126	67	4,4	49	73	42	70	1,26	0,44
$^{165}\text{Ho}(^{20}\text{Ne}, ^{20}\text{Ne})$	198	97	5,5	68	102	70	70	1,26	0,44
	158	74	5,6	55	82	55	70	1,26	0,44
$^{161}\text{Pr}(^{20}\text{Ne}, ^{20}\text{Ne})$	118	46	5,2	37	55	37	70	1,26	0,44
$^{141}\text{Pr}(^{40}\text{Ar}, ^{40}\text{Ar})$	302	137	4,8	95	142	105	70	1,28	0,4
	245	109	3,7	75	112	75	70	1,28	0,4
$^{197}\text{Au}(^{14}\text{N}, ^{14}\text{N})$	110	51	5,4	39	58	36	70	1,24	0,48
	102	42	3,9	32	48	31	70	1,24	0,48
$^{197}\text{Au}(^{22}\text{Ne}, ^{22}\text{Ne})$	183	83	5,1	60	90	65	70	1,26	0,44
	170	78	5,3	57	85	60	70	1,26	0,44
	147	70	5,4	51	76	49	70	1,26	0,44
$^{197}\text{Au}(^{40}\text{Ar}, ^{40}\text{Ar})$	302	144	5,6	101	151	107	70	1,28	0,4
$^{209}\text{Bi}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{C})$	81	29	3,4	23	34	24	70	1,24	0,48
	134	67	4,0	47	70	47	70	1,25	0,48
	112	56	4,4	41	61	36	70	1,25	0,48
$^{209}\text{Bi}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O})$	94	35	4,2	27	40	23	70	1,25	0,48
	198	91	5,2	65	97	69	70	1,26	0,44
	164	75	5,3	55	82	56	70	1,26	0,44
$^{209}\text{Bi}(^{20}\text{Ne}, ^{20}\text{Ne})$	126	44	5,7	36	54	34	70	1,26	0,44
	302	142	5,7	99	148	106	70	1,28	0,4
	245	92	5,9	66	99	73	70	1,28	0,4
$^{209}\text{Bi}(^{40}\text{Ar}, ^{40}\text{Ar})$	221	68	5,6	51	76	54	70	1,28	0,4
$^{234}\text{U}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O})$	112	52	4,6	38	57	35	70	1,25	0,48
$^{238}\text{U}(^{20}\text{Ne}, ^{20}\text{Ne})$	164	85	3,3	58	87	55	70	1,26	0,44
	135	56	5,5	43	64	38	70	1,26	0,44
$^{238}\text{U}(^{22}\text{Ne}, ^{22}\text{Ne})$	183	94	4,5	65	97	67	70	1,26	0,44
$^{238}\text{U}(^{40}\text{Ar}, ^{40}\text{Ar})$	302	140	3,5	96	144	105	70	1,28	0,4

III

Анализ угловых распределений проводился следующим образом. Действительная и мнимая части фазы рассеянной волны параметризовались в виде, предложенном в работе /6/.

Действительная часть фазы ℓ -ой рассеянной волны имеет вид

$$\delta_\ell = \delta_0 \left(2 - \exp\left(\frac{L-\ell}{\Delta\ell_\delta}\right) \right) \exp\left(\frac{L-\ell}{\Delta\ell_\delta}\right). \quad (1)$$

Амплитуда ℓ -ой рассеянной волны

$$A_\ell = 1 - \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{\ell-L}{\Delta\ell_A}\right)}, \quad (2)$$

где δ_0 , $\Delta\ell'_\delta$, $\Delta\ell_\delta$, L , ΔL_A - параметры, подбираемые из условия наилучшего согласования с экспериментом. Амплитуду упругого рассеяния можно записать следующим образом:

$$f(\theta) = f_{\text{кул}}(\theta) + \frac{i}{2k} \sum (2\ell + 1) \exp(2i\sigma_\ell) P_\ell(\cos\theta) (1 - A_\ell \exp(2i\delta_\ell)), \quad (3)$$

$$f_{\text{кул}}(\theta) = \frac{\eta}{2ik} \frac{\exp i(-\eta \ln \sin^2 \frac{\theta}{2} + \pi + 2\sigma_0)}{\sin^2 \frac{\theta}{2}},$$

где $\sigma_\ell - \sigma_0$ - кулоновская фаза ℓ -ой рассеянной волны,

$$\sigma_\ell - \sigma_0 = \sum_{s=1}^{\ell} \operatorname{arctg} \frac{\eta}{s}. \quad (4)$$

Используя выражения (1-4) для величины $W(\theta) = \frac{d\sigma}{d\sigma}(\theta)$,

получим

$$W(\theta) = \left\{ \cos\left(\eta \ln \sin^2 \frac{\theta}{2}\right) + \frac{\sin^2 \frac{\theta}{2}}{\eta} \sum_{\ell=1}^{\infty} (2\ell + 1) P_\ell(\cos\theta) \times \right. \\ \left. \times [\sin 2(\sigma_\ell - \sigma_0) - A_\ell \sin 2(\sigma_\ell - \sigma_0 + \delta_\ell)] \right\}^2 + \quad (5)$$

$$+ \left\{ \sin(\eta \ell n \sin^2 \frac{\theta}{2}) + \frac{\sin^2 \frac{\theta}{2}}{\eta} \sum_{\ell=1}^{\infty} (2\ell + 1) P_{\ell}(\cos \theta) \right\} \times \\ \times [\cos 2(\sigma_{\ell} - \sigma_0) - A_{\ell} \cos 2(\sigma_{\ell} - \sigma_0 + \delta_{\ell})]^2.$$

Методом наименьших квадратов находился набор параметров L , $\Delta \ell_A$, δ_0 , $\Delta \ell_{\delta}$, $\Delta \ell'_{\delta}$, при котором функция $W(\theta)$ дает наилучшее согласие с экспериментальными значениями $\frac{d\sigma_{\text{упр.}}(\theta_1)}{d\sigma_{\text{кул.}}(\theta_1)}$ для всех углов θ_1 , т.е. находился минимум суммы

$$\min S = \min_{\theta_1 = \theta_{\min}}^{\theta_{\max}} \frac{[W(\theta_1)_{\text{расч.}} - W(\theta_1)_{\text{эксп.}}]^2}{\sigma_{1\text{эксп.}}^2},$$

где $\sigma_{1\text{эксп.}}^2$ - среднеквадратичная статистическая ошибка измерения $W(\theta_1)_{\text{эксп.}}$ при угле θ_1 . Благодаря тому, что экспериментальные угловые распределения были измерены в широком интервале углов с хорошей статистической точностью (ошибка последних точек $\approx 10\%$), погрешность определения параметров не превышает 3%. На рис. 1 в качестве примера представлен типичный вид функций δ_{ℓ} и A_{ℓ} , взятый из реакции $^{209}\text{Bi} (^{20}\text{Ne}, ^{20}\text{Ne})$ при $E_{\text{лаб}} = 164$ Мэв.

На рис. 2-6 даны угловые распределения упруго рассеянных ионов в реакциях $^{209}\text{Bi} (^{16}\text{O}, ^{16}\text{O})$, $^{209}\text{Bi} (^{20}\text{Ne}, ^{20}\text{Ne})$, $^{159}\text{Tb} (^{20}\text{Ne}, ^{20}\text{Ne})$, $^{141}\text{Pr} (^{40}\text{Ar}, ^{40}\text{Ar})$, $^{238}\text{U} (^{20}\text{Ne}, ^{20}\text{Ne})$, $^{238}\text{U} (^{22}\text{Ne}, ^{22}\text{Ne})$, $^{165}\text{Ho} (^{20}\text{Ne}, ^{20}\text{Ne})$, $^{209}\text{Bi} (^{40}\text{Ar}, ^{40}\text{Ar})$, $^{238}\text{U} (^{40}\text{Ar}, ^{40}\text{Ar})$. Точками показаны экспериментальные данные, сплошные линии - результаты расчета. Согласие расчетных кривых с экспериментальными данными очень хорошее во всем исследованном интервале углов.

Таким образом, анализ угловых распределений упруго рассеянных ионов позволил нам с хорошей точностью определить величину фазы и амплитуды ℓ -ой рассеянной волны.

Необходимо отметить, что при изучении реакций, протекающих при взаимодействии тяжелых ионов с ядрами, особенно при делении возбужденных ядер, существенное значение имеет надежное определение средних угловых моментов, вносимых в ядра, а также парциальных сечений образования составных ядер в широком диапазоне энергий налетающих частиц ^{15,7/}. Кроме того, экспериментально установлено, что при взаимодействии тяжелых ионов с ядрами мишени ($Au - U$), начиная с энергии ≈ 5 Мэв/нуклон и вплоть до энергии ≈ 8 Мэв/нуклон, доминирующим является процесс полного слияния с образованием составного ядра. Поэтому, используя полученный из анализа упругого рассеяния набор значений A_ℓ , для парциального сечения образования составного ядра ℓ -ой волны можно записать

$$\sigma_\ell = \frac{\pi}{k^2} (2\ell + 1) T_\ell, \quad (6)$$

где $T_\ell = 1 - A_\ell^2$.

Обычно при исследовании сечений образования составных ядер задачу определения T_ℓ упрощают и вместо анализа упругого рассеяния приближенно рассматривают проникаемость потенциала взаимодействия, аппроксимированного перевернутой параболой ^{18/}. В этом приближении для T_ℓ существует следующее выражение:

$$T_\ell = \{ 1 + \exp [2\pi (V_\ell - E) / \hbar \omega_\ell] \}^{-1}, \quad (7)$$

где

$$\hbar \omega_\ell = \frac{\hbar}{\sqrt{\mu}} \left(\frac{\partial^2 V_\ell(R)}{\partial R^2} \right)_{R=R_1}^{1/2},$$

а R_1 вычисляется из условия

$$\frac{\partial V_\ell(R)}{\partial R} \Big|_{R=R_1} = 0,$$

$$V_\ell(R) = \frac{e^2 z_1 z_2}{R} + \frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{\ell(\ell+1)}{R^2} + V_0 \exp\left(-\frac{R-R_0}{d}\right);$$

где $R_0 = r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$, r_0 , V_0 и d - параметры действительной части оптического потенциала, взятого в форме, предложенной в работе /9/. В связи с тем, что параметры r_0 , V_0 и d при исследовании реакций с тяжелыми ионами в общем неизвестны, при определении

σ_ℓ таким методом существует значительная неопределенность. Поэтому нами было проведено сравнение значений T_ℓ , получаемых с использованием формулы (7) и из данных по упругому рассеянию. Для простоты такое сравнение проводилось для $\langle \ell_{\text{ср}}^2 \rangle$, определенных по формуле

$$\langle \ell_{\text{ср}}^2 \rangle = \frac{\sum e^2 (2\ell + 1) T_\ell}{\sum (2\ell + 1) T_\ell},$$

$$\ell_{\text{max}} = \sqrt{2 \langle \ell^2 \rangle}, \quad \ell_{\text{ср}}^2 = \frac{8}{9} \langle \ell^2 \rangle. \quad (8)$$

В таблице приведены результаты сравнения, там же для каждой реакции даны параметры r_0 , V_0 и d . Оказалось, что в пределах 10% значения ℓ_{max} , $\ell_{\text{ср}}$, рассчитанные обоими методами, согласуются. Следовательно, и в случае взаимодействия тяжелых ионов с ядрами использование приближенного метода определения величины T_ℓ по формулам (7) дает нам значение σ_ℓ , $\langle \ell^2 \rangle$ и ℓ_{max} с достаточной точностью.

Авторы благодарны академику Г.Н. Флерову за поддержку и постоянное внимание к работе, а также Ю.А. Музычке за полезные обсуждения и замечания.

Литература

1. С.И. Дроздов. ЖЭТФ, 28, 734 (1955);
Е.Д. Инопин. ЖЭТФ, 31, 901 (1956).
2. J.S. Blair. Phys. Rev., 95, 218 (1954).
3. Б.Н. Калинин, Б.И. Пустыльник.
Acta Phys. Polonica, XXIII, 3, 375 (1963).
4. W.E. Frahn, R.H. Venter. Ann. Phys., 24, 243 (1963).

5. С.А. Карамян, И.В. Кузнецов, Ю.А. Музычка, Ю.Ц. Оганесян, Ю.Э. Пенионжкевич, Б.И. Пустыльник. ЯФ, 6, 494 (1967).
6. J. Alster, H.E. Conzett. Proc. of the Sec. Conf. on Reactions between Complex Nuclei, New York, 1960.
7. С.А. Карамян, Ю.Ц. Оганесян, Б.И. Пустыльник, Г.Н. Флеров. Труды второго симпозиума по физике и химии деления, Вена, 1969, 122/130, p. 759.
8. T.D. Thomas. Phys. Rev., 116, 703 (1959).
9. G. Igo. Phys. Rev., 115, 1665 (1959).

Рукопись поступила в издательский отдел
23 июня 1971 года.

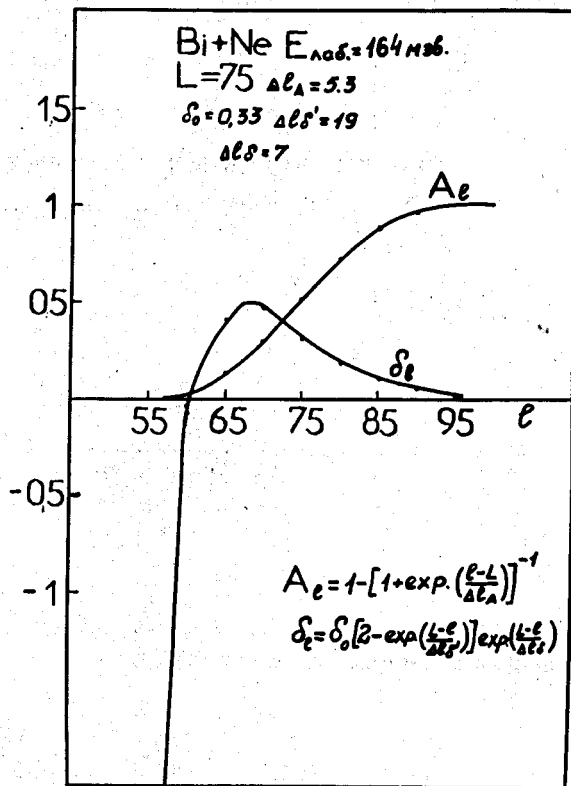


Рис. 1. Характерный вид функций δ_l и A_l , взятый из реакции $^{209}\text{Bi} (^{20}\text{Ne}, ^{20}\text{Ne})$ при $E_{\text{лаб.}} = 164 \text{ МэВ.}$

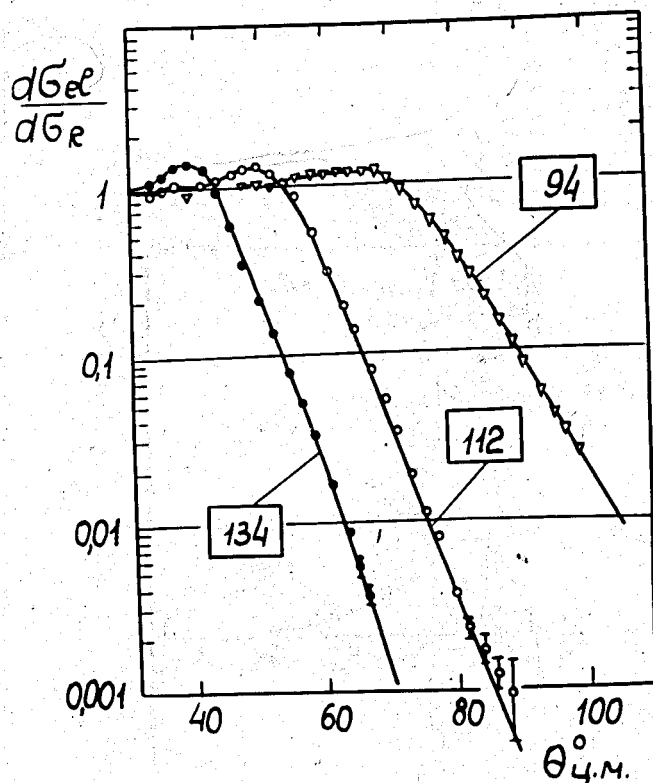


Рис. 2.-6. Угловые распределения упруго рассеянных ионов. Точки - экспериментальные значения. Сплошные линии - результаты расчета.

Рис. 2.	^{209}Bi (^{16}O ^{16}O)	L_A	Δl_A	δ_0	Δl_δ	Δl_δ
E	$M_{эв}$					
134		67	4,0	0,43	23	11
112		56	4,4	0,47	18	11
94		35	4,2	0,67	21	13

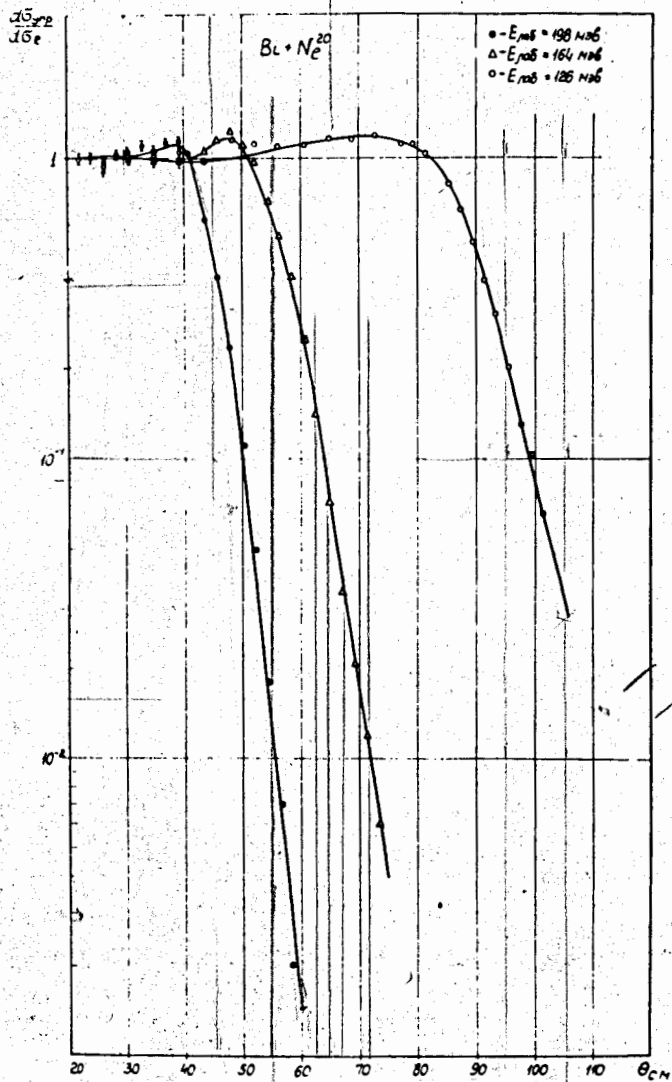


Рис. 3. ^{209}Bi (^{20}Ne , ^{20}Ne)

E МэВ	L_A	Δl_A	δ_0	Δl_δ	Δl_δ
198	91	5,2	0,28	20	8
164	75	5,3	0,33	19	7
126	44	5,7	0,62	20	9

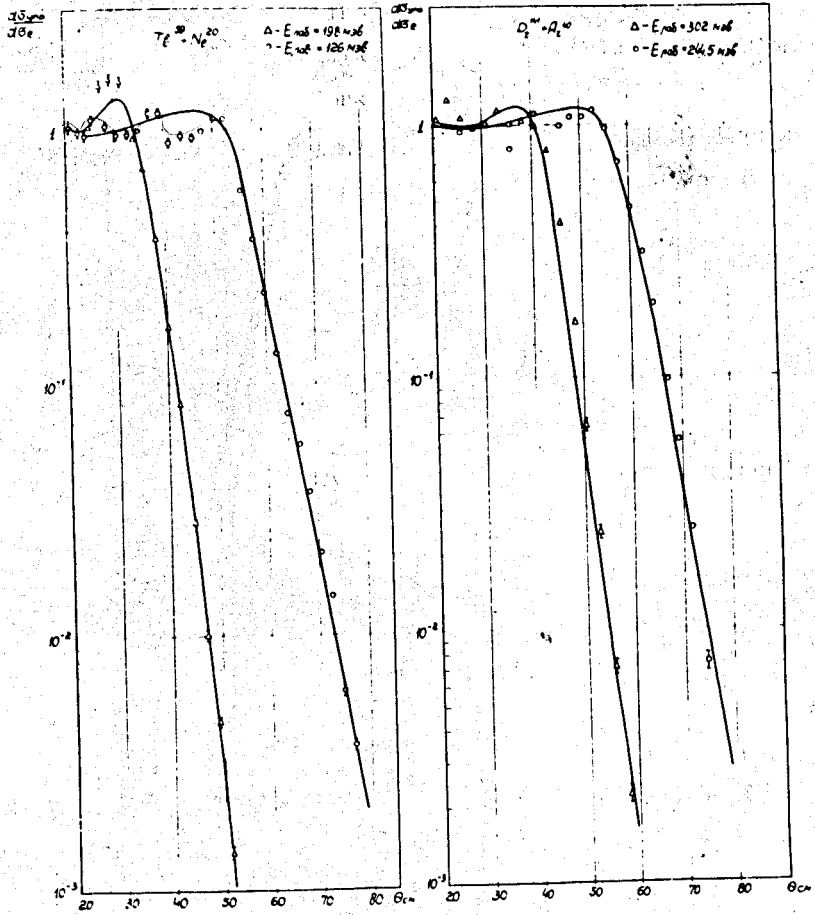


Рис. 4. $^{159}\text{Tb} (^{20}\text{Ne}, ^{20}\text{Ne})$

E МэВ	L_A	Δl_A	δ_0	$\Delta l'_\delta$	Δl_δ
198	85	3,9	0,5	24	8
126	67	4,4	0,32	16	7
$^{141}\text{Pr} (^{40}\text{Ar}, ^{40}\text{Ar})$					
302	137	4,8	0,3	35	11
245	109	3,7	0,21	37	18

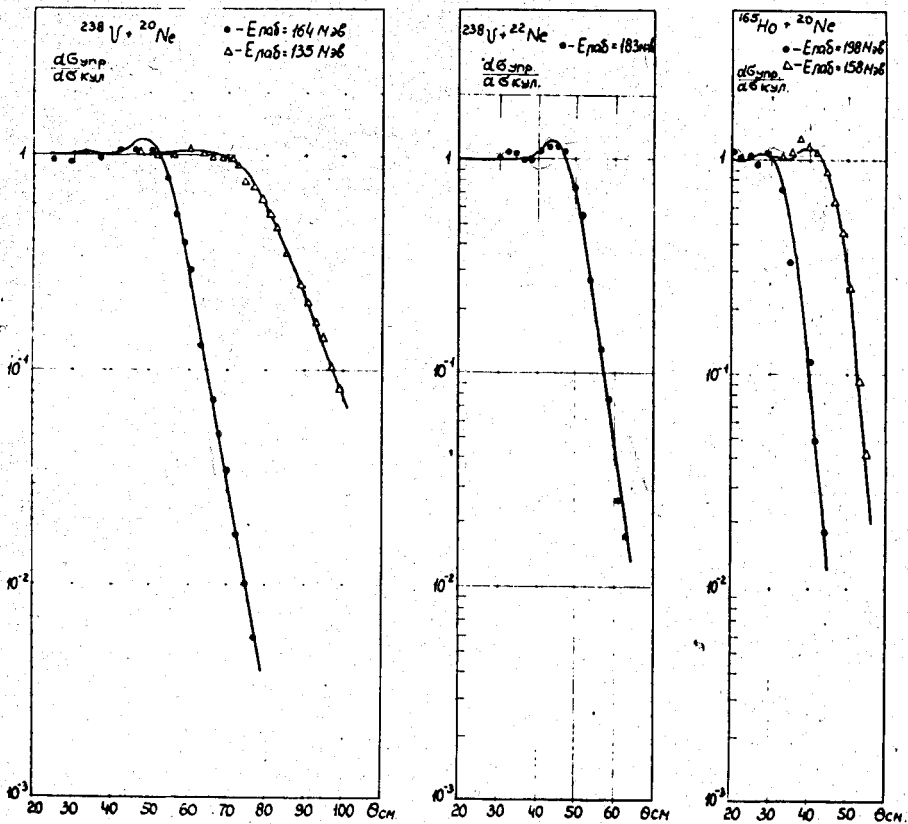


Рис. 5. $^{238}\text{U} (^{20}\text{Ne}, ^{20}\text{Ne})$

E МэВ	L_A	Δl_A	δ_0	$\Delta l_{\delta'}$	Δl_{δ}
164	85	3,3	0,18	9	6
135	56	5,5	0,23	23	8
$^{238}\text{U} (^{22}\text{Ne}, ^{22}\text{Ne})$					
183	94	4,5	0,26	13	6
$^{165}\text{Ho} (^{20}\text{Ne}, ^{20}\text{Ne})$					
198	97	5,5	0,18	32	9
158	74	5,6	0,39	23	7

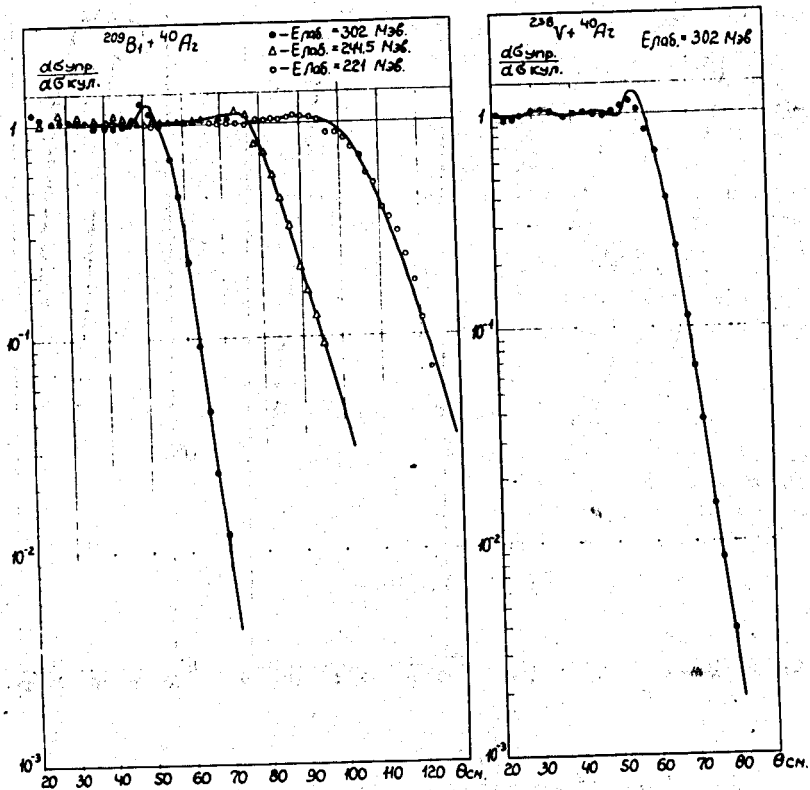


Рис. 6. ^{209}Bi (^{40}Ar , ^{40}Ar)

E МэВ	L_A	Δl_A	δ_0	$\Delta l'_\delta$	Δl_δ
302	142	5,7	0,4	21	12
245	92	5,9	0,52	21	9
221	68	5,6	0,28	24	6
^{238}U (^{40}Ar , ^{40}Ar)					
302	140	3,5	0,23	18	9