

ОСОБЕННОСТИ РАССЕЯНИЯ ПУЧКА ИОНОВ ГЕЛИЯ В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНКАХ

А. А. Бедняков¹

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына
Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, Москва

Ранее при измерениях угловых распределений многократного рассеяния пучка ионов гелия с энергией менее 300 кэВ в Al-пленках наблюдалась несколько неожиданная картина: на протяжении исследованной области энергий отношение полуширин экспериментальных распределений $(\theta_{1/2})_{\text{эксп}}$ к рассчитанным по теории Мольера–Бете $(\theta_{1/2})_{\text{МБ}}$ оставалось почти постоянным, тогда как состав пучка вследствие перезарядки мог заметно изменяться, что должно было бы отразиться на величине $(\theta_{1/2})_{\text{эксп}}/(\theta_{1/2})_{\text{МБ}}$. В связи с этим выполнены расчеты потенциалов взаимодействия каждого из ионов — He^{++} , He^+ и He^0 — с атомами-рассеивателями и найдены энергетические зависимости влияния электронного экранирования на процесс рассеяния, которые объясняют ход изменений $(\theta_{1/2})_{\text{эксп}}/(\theta_{1/2})_{\text{МБ}}$ с энергией как в прежних, так и в новых результатах измерений при больших энергиях.

In previous measurements of angular distributions in multiple scattering of helium-ion beams with energies below 300 keV in Al a somewhat unexpected picture was observed. In the whole studied energy region the ratio of experimental half-width $(\theta_{1/2})_{\text{exp}}$ to that calculated from Moliere–Bethe theory $(\theta_{1/2})_{\text{MB}}$ remains almost constant, in spite of the fact that the beam composition due to beam recharge can significantly affect the quantity $(\theta_{1/2})_{\text{exp}}/(\theta_{1/2})_{\text{MB}}$. In this concern, a calculation of interaction potentials of all the beam ions He^{++} , He^+ and He^0 with atoms was carried out. The influence of electron screening on the scattering processes was studied and the corresponding energy dependence was found. The results allow one to explain the behaviour of $(\theta_{1/2})_{\text{exp}}/(\theta_{1/2})_{\text{MB}}$ both in previous measurements and in subsequent new experiments with higher energies.

PACS: 25.55.Kr

1

В ранних экспериментах по многократному рассеянию пучка гелиевых ионов в алюминиевых пленках при энергиях 70–300 кэВ [1] было показано, что отклонения полуширин $(\theta_{1/2})_{\text{эксп}}$ экспериментальных угловых распределений $H_{\text{эксп}}(\theta)$ рассеянных частиц от рассчитанных $H_{\text{МБ}}$ по теории Мольера–Бете [2, 3] практически не зависели от энергии пучка E и могли быть объяснены тем, что «эффективный заряд» ионов при взаимодействии с атомами мишени (Al) почти не изменяется, составляя в исследованной области энергий $(1,87 \pm 0,05)Z_1$, где $Z_1 = 2$ (He). Но при увеличении энергии средний заряд в пучке ионов за счет перезарядки должен возрастать и приближаться к $Z_1 = 2$, так

¹E-mail: bednya@theor.jinr.ru

что экранирование потенциалов взаимодействия ионов с атомами мишени должно ослабляться и отличие экспериментальных полуширин их угловых распределений рассеяния от рассчитанных по Мольеру–Бете должно уменьшаться, ибо в теории учитывается лишь экранирование поля ядер атомов мишени своими электронами, а рассеиваемые частицы считаются кулоновскими зарядами.

2

Для прояснения ситуации были проведены расчеты взаимодействия каждого из ионов, присутствующих в пучке в результате перезарядки, — He^{++} , He^+ и He^0 — с атомами Томаса–Ферми, экранирование которых учтено в теории Мольера. Чтобы при этом использовать мольеровский метод, функции экранирования взаимодействующих частиц были представлены в виде суммы экспонент, зависящих от расстояния, в единицах $y = r/a_0$, где $a_0 = \hbar^2/(m_e e^2) = 0,529 \cdot 10^{-8}$ см — радиус первой орбиты Бора (в отличие от Мольера, где расчеты велись в единицах $x = r/a_{\text{TF}} = r/(0,8853a_0 Z^{-1/3})$ и только для атомов Томаса–Ферми). Расчеты проводились с использованием потенциальных функций для ионов He^+ и He^0 , полученных в работе [1], а для ионов He^{++} , не имеющих электронной оболочки, применялась мольеровская аппроксимация функции Томаса–Ферми, записанная в единицах $y = x(0,8853Z_2^{-1/3})$. Факторы экранирования $q(\chi) = \sigma(\chi)/\sigma_{\text{Ruth}}(\chi)$ — отношения реальных сечений рассеяния к резерфордскому — рассчитывались с помощью асимптотических формул Мольера для крайних случаев $\alpha \rightarrow 0$ и $\alpha \rightarrow \infty$ (фактически для $\alpha = 0$ и $\alpha = 10$ и 20). В качестве примера на рис. 1 представлены результаты таких расчетов для всех ионов гелия и атомов меди. Видно, что по сравнению с точечными кулоновскими зарядами (кривые 1 и 1a) экранирование заметно усиливается за счет участия во взаимодействии дополнительных электронов из оболочек ионов, причем наибольшее влияние здесь оказывают однозарядные ионы He^+ (кривые 2 и 2a): с увеличением угла рассеяния χ оно довольно быстро становится преобладающим при всех α .

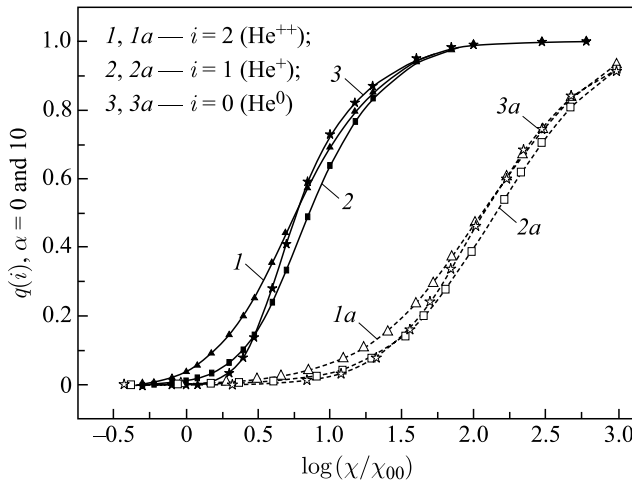


Рис. 1. Факторы экранирования $q(\chi/\chi_{00})$ для различных ионов гелия, взаимодействующих с атомами меди: зачерненные значки — $\alpha = 0$, контурные — $\alpha = 10$

3

Согласно Мольеру свойства функции углового распределения рассеянных частиц определяются величиной «угла экранирования»

$$\chi_a^2 = \chi_0^2(A_\alpha + B_\alpha\alpha^2), \quad (1)$$

где $\chi_0 = \lambda/(2\pi a_2)$, $a_2 = 0,8853(a_0 Z_2^{-1/3})$, а коэффициенты A_α и B_α равны соответственно 1,13 и 3,76. Проведя более тщательный анализ, В. Т. Скотт показал (см. [3]), что эти коэффициенты связаны соотношением

$$\frac{B_\alpha}{A_\alpha} = (e^C)^2 = 3,1723 \dots$$

($C = 0,5772 \dots$ — постоянная Эйлера), так что формулу (1) можно записать как

$$\chi_a^2 = \chi_0^2 A_\alpha (1 + 3,1723\alpha^2),$$

а поскольку в наших экспериментах выполнялось условие $\alpha \gg 1$, то и упростить до

$$\chi_a^2 \approx \chi_0^2 \cdot 3,17 A_\alpha \alpha^2 = \chi_{00}^2 \cdot 3,17 A_{\alpha\alpha} \alpha^2 = \chi_{00}^2 B_{\alpha\alpha} \alpha^2, \quad (1a)$$

где введены обозначения $\chi_{00} = \lambda/(2\pi a_0)$ и $A_{\alpha\alpha} = A_\alpha(Z_2^{1/3}/0,8853)^2$. Эти коэффициенты $A_{\alpha\alpha}$ для He^{++} , He^+ , He^0 и разных атомов приведены в табл. 1. Ясно, что наибольший вклад в усиление экранирования вносят ионы He^+ .

Таблица 1. Коэффициенты A_i для $\text{He}_i \rightarrow Z_2$

Мишень	Ион		
	He^{++} ($A_{\alpha\alpha}$) ⁺⁺	He^+ ($A_{\alpha\alpha}$) ⁺	He^0 ($A_{\alpha\alpha}$) ⁰
Al: $Z_2 = 13$	8,3	15,8	13,2
Cu: $Z_2 = 29$	14,1	22,4	17,8
Au: $Z_2 = 79$	27,5	37,6	31,1

Второй угловой параметр χ_c теории Мольера с экранированием полей взаимодействующих частиц не связан; он отражает свойства частиц и мишеней при столкновениях с отклонением на большие углы:

$$\chi_c = \left(\frac{4\pi a_0}{M_2} \right) N_0 t \quad (2)$$

(N_0 — число Авогадро; M_2 — атомный вес мишени и t — ее толщина в г/см^2), так что отклонение частицы на угол $\geq \chi_c$ происходит с полной вероятностью = 1; вместе с χ_a этот угол определяет «число эффективных соударений»

$$\Omega_b = \frac{\chi_c^2}{\chi_a^2} \quad (3)$$

и параметр формы углового распределения B , который, в свою очередь, определяется соотношением

$$B - \ln B = \ln \Omega_b + 1 - 2C = \ln \Omega_b - 0,1544. \quad (4)$$

Поскольку в гелиевом пучке в результате перезарядки одновременно присутствуют 3 иона с разными зарядами i , взаимодействие каждого из которых с атомами мишени характеризуется своим коэффициентом $A_{\alpha\alpha}^{(i)}$, можно попытаться использовать усредненное по

составу пучка значение коэффициента $\langle A_{\alpha\alpha} \rangle = \sum F_{i\infty} A_{\alpha\alpha}^{(i)}$, где $F_{i\infty}$ — доля иона i в равновесном пучке при энергии E :

$$\langle \Omega_b \rangle = \frac{\chi_c^2}{\langle \chi_\alpha^2 \rangle} = \left(\frac{\chi_c^2}{\chi_{00}^2 \cdot 3,17 \langle A_{\alpha\alpha} \rangle \alpha^2} \right). \quad (5)$$

При этом для безэлектронного иона (точечного заряда) соотношение (1а) можно записать как $\chi_\alpha^2 = \chi_{00}^2 \cdot 3,17 A_{\alpha\alpha}^{++} \alpha^2$. Тогда из (3) и (5) отношение $\langle \Omega_b \rangle / \Omega_b$, определяющее уменьшение числа «эффективных соударений» за счет участия в них электронов из оболочек ионов, получает простое выражение

$$\frac{\langle \Omega_b \rangle}{\Omega_b} = \left(\frac{\chi_c^2}{\chi_{00}^2 \cdot 3,17 \langle A_{\alpha\alpha} \rangle \alpha^2} \right) / \left(\frac{\chi_c^2}{\chi_{00}^2 \cdot 3,17 A_{\alpha\alpha}^{++} \alpha^2} \right) = \frac{A_{\alpha\alpha}^{++}}{\langle A_{\alpha\alpha} \rangle}. \quad (6)$$

— это отношение < 1 , что видно и на рис.1, где $q^{++} = f(\chi/\chi_0)$ идет левее и выше q^+ и q^0 .

4

Чтобы проследить изменения условий экранирования при изменении ионного состава пучка с изменением энергии, были рассчитаны величины усредненных коэффициентов $\langle A_{\alpha\alpha} \rangle$ и коэффициентов изменения числа «эффективных соударений» $K_\Omega = A_{\alpha\alpha}^{++} / \langle A_{\alpha\alpha} \rangle$ для энергий от 20 до 2000 кэВ; результаты расчетов приведены в табл. 2 и на рис. 2.

Таблица 2. Зависимость $\langle A_{\alpha\alpha} \rangle$ и K_Ω от энергии для различных мишеней

E , кэВ	Al, $Z_2 = 13$		Cu, $Z_2 = 29$		Au, $Z_2 = 79$	
	$\langle A_{\alpha\alpha} \rangle$	K_Ω	$\langle A_{\alpha\alpha} \rangle$	K_Ω	$\langle A_{\alpha\alpha} \rangle$	K_Ω
20	12,3	0,676	18,11	0,813	31,56	0,871
40	12,5	0,662	18,41	0,803	31,95	0,861
60	12,8	0,647	18,74	0,791	32,40	0,849
80	13,1	0,635	19,02	0,781	32,79	0,839
100	13,3	0,625	19,26	0,772	33,14	0,830
130	13,6	0,611	19,63	0,760	33,66	0,817
160	13,9	0,597	19,99	0,748	34,16	0,805
200	14,19	0,585	20,33	0,737	34,66	0,793
250	14,28	0,581	20,46	0,733	34,88	0,788
300	14,26	0,582	20,45	0,732	34,93	0,787
350	14,15	0,587	20,35	0,736	34,85	0,789
400	13,93	0,596	20,12	0,744	34,61	0,795
500	13,24	0,627	19,39	0,767	33,78	0,814
600	12,58	0,660	18,69	0,792	32,97	0,834
700	11,73	0,708	17,79	0,825	31,92	0,882
800	11,11	0,747	17,12	0,852	31,31	0,899
1000	10,17	0,816	16,12	0,896	29,92	0,919
1520	9,24	0,899	15,11	0,945	28,71	0,958
1935	8,81	0,942	14,65	0,970	28,16	0,977

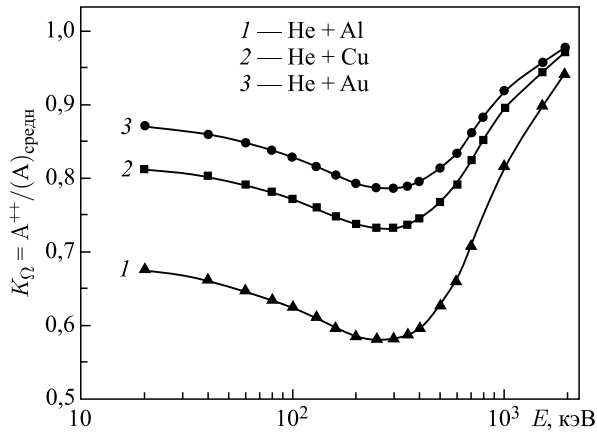


Рис. 2. Энергетические зависимости коэффициентов K_{Ω} для ионов He в мишенях из Al, Cu и Au

Видно, что K_{Ω} в зависимости от энергии меняется немонотонно и имеет пологий минимум в области $\sim 250\text{--}300$ кэВ, обусловленный преобладанием в пучке ионов He^+ (с максимумом $\sim 65\%$ при ~ 350 кэВ), которые наиболее сильно влияют на экранирова-

Таблица 3. Результаты измерений при $E > 300$ кэВ

t , мкг/см ²	E_0 , кэВ	$E_{\text{срелн}}$, кэВ	$(\theta_{1/2})_{\text{эксп}}^G$, град	$(\theta_{1/2})_{\text{эксп}}^F$, град	K_{Ω}	$(\Omega_b)'$	B'	(χ_c) , град	$(\theta_{1/2})_T^F$, град	η
Мишень: алюминий $-Z_2 = 13$; $(\Omega_b)_M = 0,295t$ (мкг/см ²); $(\Omega_b)' = K_{\Omega}(\Omega_b)_M$										
215	565	428	3,41	2,95	0,605	38,5	5,11	1,95	3,11	0,96
215	685	544	2,76	2,29	0,640	40,6	5,16	1,59	2,27	1,05
215	815	677	2,30	2,00	0,697	44,5	5,28	1,26	2,08	0,96
166	1270	1072	1,10	0,953	0,853	41,6	5,21	0,62	1,02	0,95
270	1305	1145	1,57	1,39	0,841	67,1	5,79	0,81	1,44	0,96
280	1255	1078	1,71	1,51	0,832	68,8	5,82	0,88	1,55	0,97
580	1295	911	3,20	2,89	0,797	136,6	6,65	1,56	3,00	0,96
582	1320	922	3,14	2,83	0,803	138,4	6,67	1,52	2,93	0,97
585	1295	912	3,25	2,94	0,796	137,6	6,67	1,58	3,05	0,96
Мишень: медь $-Z_2 = 29$; $(\Omega_b)_M = 0,0737t$ (мкг/см ²); $(\Omega_b)' = K_{\Omega}(\Omega_b)_M$										
255	402	330	6,20	5,05	0,691	13,0	3,70	4,15	5,32	0,95
255	622	531	3,97	3,24	0,740	13,9	3,79	2,48	3,23	1,00
255	875	778	2,78	2,28	0,818	15,4	3,92	1,69	2,27	1,01
255	1125	1030	2,11	1,75	0,880	16,5	4,01	1,28	1,74	0,99
342	1205	1175	2,14	1,80	0,897	22,6	4,42	1,26	1,83	1,02
490	1295	1223	2,82	2,41	0,891	32,2	4,87	1,57	2,45	0,99
665	1295	1060	3,47	3,91	0,882	43,2	5,26	1,88	3,10	0,97
690	1295	1053	3,97	3,45	0,878	44,7	5,28	2,12	3,67	0,94
930	1290	1000	4,18	3,67	0,875	60,0	5,65	2,19	3,79	0,97
940	1285	962	4,28	3,76	0,871	60,1	5,66	2,19	3,80	0,99
1145	1285	857	$\sim 6,2$	$\sim 5,5$	0,84	71	$\sim 5,8$	$\sim 3,5$	$\sim 5,9$	$> 0,9$
Мишень: золото $-Z_2 = 79$; $(\Omega_b)_M = 0,0122t$ (мкг/см ²); $(\Omega_b)' = K_{\Omega}(\Omega_b)_M$										
1105	1285	1030	5,82	$\sim 4,56$	$\sim 0,90$	13,4	3,75	$\sim 3,5$	4,72	1,04

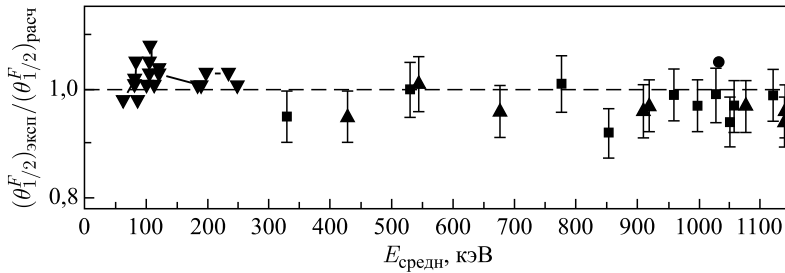


Рис. 3. Зависимость величин $\eta = (\theta_{1/2}^F)_{\text{эксп}}/(\theta_{1/2}^F)_{\text{расч}}$ от средней энергии пучка ионов гелия

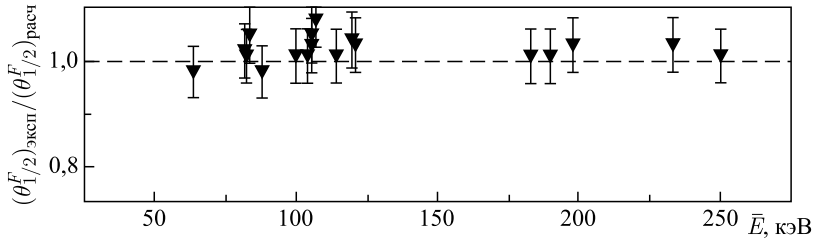


Рис. 4. То же, что и на рис. 3, для ионов He в Al при $E < 300$ кэВ (по табл. 4)

Таблица 4. Результаты измерений при $E < 300$ кэВ

t , мкг/см ²	E_0 , кэВ	$E_{\text{средн}}$, кэВ	$(\theta_{1/2})_G^{\text{эксп}}$, град	$(\theta_{1/2})_G^{\text{расч}}$, град	K_Ω	$(\Omega_b)'$	B'	(χc) , град	$(\theta_{1/2})_T^F$, град	η
Мишень: алюминий $-Z_2 = 13$; $(\Omega_b)_M = 0,295t$ (мкг/см ²); $(\Omega_b)' = K_\Omega(\Omega_b)_M$										
105	293	233	$G(\theta)$ не измеря- лись	3,73	0,582	18,1	4,13	2,62	3,64	1,025
105	239	183		4,75	0,590	18,4	4,15	3,36	4,69	1,01
90	239	190		3,98	0,588	15,6	3,94	2,95	3,98	1,01
81	154,5	120		6,20	0,614	14,7	3,86	4,53	5,99	1,035
78	154,5	121		6,05	0,62	14,3	3,82	4,38	5,89	1,03
73,5	293	250		2,50	0,58	12,6	3,65	1,98	2,51	1,01
73,5	239	198		3,30	0,60	12,8	3,68	3,30	3,21	1,03
55,5	126,5	104		5,12	0,623	10,2	3,38	4,23	5,07	1,01
55,5	80	63,5		$\sim 8,3$	0,647	10,6	3,43	7,02	8,5	0,98
47	105	88		5,08	0,632	8,78	3,17	4,55	5,19	0,98
43,4	133	114,5		$\sim 3,7$	0,616	7,88	3,03	3,32	3,66	1,01
43,4	125	107		$\sim 4,2$	0,622	7,95	3,05	3,55	3,88	1,08
43,4	123	105,5		4,10	0,62	7,94	3,04	3,62	3,99	1,03
43,4	123	105,5		4,20	0,62	7,95	3,04	3,62	4,0	1,05
43,4	117	100		4,25	0,625	8,0	3,05	4,82	4,23	1,01
43,4	98,8	83,5		5,33	0,63	8,0	3,06	4,58	5,08	1,05
43,4	97,5	82,5		5,25	0,636	8,14	3,08	4,65	5,20	1,01
43,4	97,0	82,0	5,20	0,637	8,15	3,09	4,57	5,12	1,02	

ние и уменьшение общего числа $\langle \Omega_b \rangle$. (Именно в этой области энергий и была выполнена работа [1].) Видно также, что K_Ω растет с увеличением Z_2 , ибо добавка одного-двух электронов He к оболочкам Z_2 в процессе столкновения влияет на экранирование все меньше.

Позже изучение многократного рассеяния ионов He в различных мишенях было продолжено при более высоких энергиях [4].

При этом измерялись интегральные угловые распределения рассеяния ионов в пределах конуса с угловым раствором $0 \pm \theta$. (Методика и техника этих измерений описаны в [4].) Часть полученных результатов для мишеней из Al, Cu и Au, толщины которых соответствовали $\Omega_b < 10$, была опубликована в [4] и проанализирована на основе теории Майера–Зигмунда [5, 6]. А результаты для мишеней с $\Omega_b > 10$ по ряду причин остались в черновой рукописи. Теперь они представлены в табл. 3.

Для совместного анализа результатов измерений угловых распределений $G(\theta)$, полученных при энергиях $E > 400$ кэВ, и распределений $F(\theta)$ при $E < 300$ кэВ было найдено соотношение между полуширинами $\theta_{1/2}^G$ и $\theta_{1/2}^F$ этих распределений при данном значении параметра формы B (см. приложение). Расчеты производились с использованием коэффициентов $K_\Omega(E)$, их результаты приведены на рис. 3; на том же рисунке даны результаты пересчета данных из работы [1], воспроизведенных в табл. 4 (см. рис. 4).

На рис. 3 видно, что отношение $(\theta_{1/2}^F)_{\text{эсп}}/(\theta_{1/2}^F)_{\text{теор}}$ в большинстве случаев находится в пределах $1 \pm 0,05$ и лишь 2–3 точки выходят за эти пределы на $\sim 0,02$ – $0,03$; при этом ошибки отдельных измерений полуширин составляли обычно 3,5–4 %.

5

Вышеизложенное позволяет сделать заключение, что использование при описании результатов измерений многократного рассеяния ионов гелия коэффициентов $K_\Omega(E)$ с усреднением числа «эффективных столкновений» по составу пучка (при данной энергии E) дало положительные результаты. При этом подтвердилось, что экспериментальное угловое распределение рассеянных частиц по форме близко к мольеровскому $F_M(\theta)$, ибо исходя из последнего было получено соотношение между $\theta_{1/2}^G$ и $\theta_{1/2}^F$, позволившее вычислять «экспериментальное» значение $\theta_{1/2}^F$ по $\theta_{1/2}^G$.

Рассмотрение потенциалов взаимодействия каждого из ионов He^{++} , He^+ и He^0 и атома Томаса–Ферми (с аппроксимацией Мольера) показало, что наибольшее усиление экранирования при этом достигается однозарядным ионом He^+ , а его доля в проходящем мишень пучке является преобладающей при энергиях от ~ 150 до ~ 600 кэВ (с максимумом $\sim 65\%$ около 350 кэВ). Благодаря этому $K_\Omega(E)$ имеет в этой области пологий и широкий минимум, и лишь после 600 кэВ наступает перегиб и происходит возрастание до 1, соответствующей полной «обдирке» ионов.

Кроме того, подтвердилось ранее сделанное наблюдение [1], что теория Мольера удовлетворительно описывает многократное рассеяние вплоть до $\Omega_b \approx 8$ (что соответствует значению параметра $B \approx 3$).

ПРИЛОЖЕНИЕ

Здесь приводится один из ранних рисунков (рис. 5), на котором представлены данные, полученные при измерениях с ионами гелия в алюминии при энергиях $E > 300$ кэВ, в сравнении с результатами расчетов «по Мольеру» (без изменения величины $(\Omega_b)_M$ с изменением E) [4].

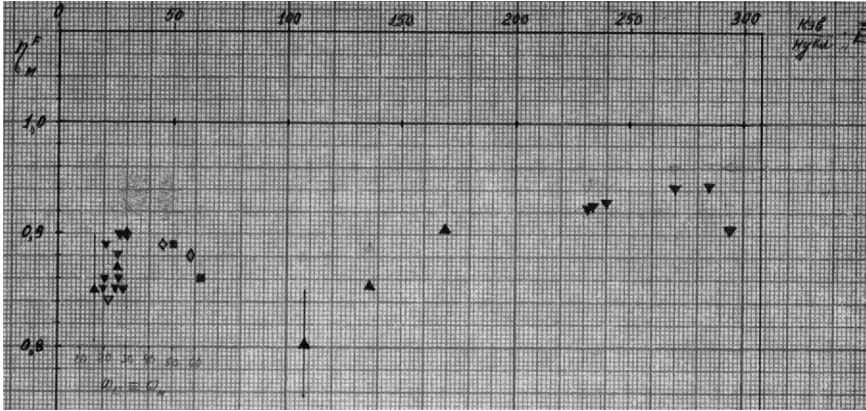


Рис. 5. Отношение η_M^F измеренных полуширин угловых распределений ионов He, рассеянных Al-пленками, к рассчитанным «по Мольеру», для средних энергий до 300 кэВ/нуклон

Здесь даны также аналитические аппроксимации соотношений, рассчитанных в рамках теории Мольера и использовавшихся при выполнении упомянутых выше расчетов. Они получены с помощью стандартных программ персонального компьютера. Отклонения рассчитанных точек от этих аппроксимаций не превышают 0,5 % в диапазоне значений параметра $B = 2,7-12$ ($(\Omega_b)_M \sim 6,4-15830$):

- 1) $B = 0,139 + 3,35 \lg(\Omega_b) - 0,14[\lg(\Omega_b)]^2$ (расчет по формуле (4)),
- 2) $(\theta_{1/2})^F / (\theta_{1/2})^G = 0,613 + 0,0672B - 0,0036B^2$ (табл. 3),
- 3) $(\theta_{1/2})^F / (\chi_c B^{1/2}) = 0,398 + 0,107B - 0,0107B^2 + 0,00036B^3$ (табл. 4).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бедняков А. А. и др. Многократное рассеяние и потери энергии ионов гелия в алюминии при энергиях менее 300 кэВ // Вестн. Моск. ун-та. Физика, астрономия. 1971. № 4. С. 402.
2. Moliere G. Theorie der Streuung schneller geladener Teilchen. II // Z. Naturforsch. 1948. Bd. 3a, Nr. 2. S. 78.
3. Bethe H. A. Moliere's Theory of Multiple Scattering // Phys. Rev. 1953. V. 89. P. 1256.
4. Бедняков А. А. и др. Угловые распределения ионов гелия, рассеянных тонкими металлическими пленками // Тр. VIII Всесоюз. совещ. по физике взаимодействия заряж. частиц с монокристаллами. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1977. С. 128.
5. Mayer L. Plural and Multiple Scattering of Ions of Low Energy Heavy Particles in Solids // Physica Status Solidi b. 1971. V. 44. P. 253.
6. Sigmund P., Winterbon K. B. Small-Angle Multiple Scattering of Ions in Screened Coulomb Region: I. Angular Distributions // Nucl. Instr. Meth. 1974. V. 119. P. 541.