

яние структурных особенностей волновых функций связанных электронов на величину сечений потери электрона при различных скоростях налетающих частиц. Выполнены расчеты сечений ионизации водородоподобных систем при соударении с атомными ядрами, а также атомами водорода и гелия (в первом борновском приближении). Установлена зависимость этих сечений от конкретного вида радиальных волновых функций. Результаты теоретических расчетов были подтверждены экспериментальными данными по ионизации внутренних оболочек, полученными в лаборатории атомных столкновений и в зарубежных научных центрах. Экспериментально исследовано образование метастабильных частиц в атомных столкновениях и их влияние на сечения перезарядки различных многозарядных ионов (лития, бора, азота). Было показано, что присутствие метастабильных частиц в пучке ионов повышает сечение захвата электронов для ионов с небольшим зарядом и резко снижает его для высокозарядных ионов. При исследовании двукратной перезарядки установлено

и оценено влияние послестолкновительной автоионизации на сечения захвата двух электронов многозарядными частицами. На основе выполненных экспериментальных и теоретических исследований разработаны полуэмпирические методы расчета сечений потери и захвата одного и нескольких электронов ионами. Результаты расчетов были использованы при проектировании ускорителей тяжелых ионов.

Работы группы В.С. Николаева стали отправным пунктом для широких исследований в области физики ионно-атомных столкновений, проводимых в Московском университете и за его пределами.

Литература

1. Николаев В.С., Дмитриев И.С., Теплова Я.А., Фатеева Л.Н. // Ускорители. М.: Атомиздат, 1960. С. 90.
2. Николаев В.С. // УФН. 1965. **85**. С. 679.
3. Николаев В.С. // Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. М., 1967.

Поступила в редакцию
19.12.01

УДК 539.12.04

ВЛИЯНИЕ ПЕРЕЗАРЯДКИ ИОНОВ ^{14}N И ^{16}O С ЭНЕРГИЕЙ $30 \div 330$ кэВ/нукл. НА ИХ МНОГОКРАТНОЕ РАССЕЯНИЕ В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНКАХ

А.А. Бедняков, В.С. Николаев
(НИИЯФ)

Измерены дифференциальные и интегральные угловые распределения ионов ^{14}N и ^{16}O с начальными энергиями $\varepsilon_0 \approx 330, 110, 78$ и 32 кэВ/нукл., рассеянных в пленках Al, Cu, Ag и Au толщиной от ~ 0.3 до 2.3 мкм. Получены универсальные зависимости полуширины этих распределений от толщины мишеней. Из анализа угловых распределений рассеяния для наиболее тонких пленок найдены величина и зависимость от энергии «эффективного заряда» i_{sc} , введение которого в теорию Мольера–Бете позволяет учесть влияние перезарядки ионов в процессе рассеяния.

Введение

При исследовании в области физики твердого тела, а также при получении и легировании различных материалов все большее применение находят пучки быстрых ионов с атомным номером $Z_1 > 2$ и энергией порядка десятков–сотен кэВ/нукл. Прохождение таких ионов через твердое вещество сопровождается интенсивными процессами захвата и потери электронов (перезарядки) [1], что не может не влиять на различные, в том числе угловые, характеристики ионного пучка. Однако существующие теории многократного рассеяния заряженных частиц [2–6] влияние процессов захвата и потери электронов не учитывают, а имеющиеся для указанной области Z_1 и энергий экспериментальные данные весьма скудны и получены они лишь для сравнительно тонких мишеней [7, 8].

Настоящая работа посвящена экспериментальному изучению рассеяния ионов ^{14}N и ^{16}O в различных металлических мишенях при энергиях $E/A_1 \approx 0.03 \div 0.33$ МэВ/нукл. (A_1 — атомный вес иона), когда средний заряд ионов в веществе \bar{i}_{in} существенно меньше их ядерного заряда Z_1 . Определены зависимости параметров угловых распределений рассеянных частиц от их энергии, толщины мишени t и заряда ядер рассеивающих атомов Z_2 . Из сопоставления результатов эксперимента с теорией многократного рассеяния Мольера–Бете [2–4] найдена величина эффективного заряда ионов i_{sc} , характеризующего их рассеяние в Al при указанных условиях.

1. Экспериментальная методика

Выведенный из 72-см циклотрона ионный пучок после прохождения через электромагнитный анали-

затор и систему коллимации в экспериментальную камеру имел угловую расходимость менее 0.05° и энергетический разброс не более 10 кэВ. Непосредственно перед мишенью устанавливалась диафрагма диаметром около 1 мм. Абсолютная величина средней начальной энергии ионов E_0 определялась на основе градуировки поля магнита по пробегам отклоняемых им ионов ${}^4\text{He}$ в фотоэмульсии с точностью около 4%; сдвиг значений E_0 при изменении магнитного поля находился с точностью ± 5 кэВ.

С помощью «линейки» из восьми миниатюрных пропорциональных счетчиков с прямоугольными окнами, расположенных в 50 см от мишени и перекрывавших диапазон углов θ от -2° до $+4^\circ$ (относительно оси пучка) [7], измерялись зависимости интенсивности потока рассеянных частиц от угла θ — дифференциальные угловые распределения $H(\theta)$. Передвижные 2-мм щели перед окнами счетчиков обеспечивали разрешение по углу около $\pm 0.1^\circ$. Значения $H(\theta)$ в максимуме распределения, $H(\theta = 0)$, принимались за единицу. Погрешность экспериментальных значений для полуширин распределений $\theta_{1/2}^H$ (т.е. углов, при которых $H(\theta_{1/2}^H) = 0.5$) с учетом неопределенностей в нормировке результатов разных серий измерений, углового разрешения и статистической точности измерений составляла (4–6)%.

Кремниевый поверхностно-барьерный детектор с диафрагмой диаметром 5.5 мм, который мог перемещаться вдоль оси рассеянного пучка в пределах расстояний $l = 4.5 \div 170$ мм от мишени, использовался для измерений доли полного потока рассеянных

ионов в пределах конуса с углом раствора 2θ и получения интегральных угловых распределений $G(\theta)$; при этом перекрывался диапазон углов $\theta \cong 0.9^\circ \div 32^\circ$. Точность установки детектора в наиболее важной области $\theta \cong 1.5^\circ \div 6^\circ$ была не хуже $\pm 0.01^\circ \div 0.06^\circ$ соответственно.

Мониторинг осуществлялся путем направления на тот же детектор части нерассеянного пучка через два сквозных отверстия диаметром 0.5 мм, расположенные на 1.5 мм выше и ниже рабочей диафрагмы [9]. Зависимости числа зарегистрированных детектором частиц (\mathcal{N}) от его расстояния до мишени (l) экстраполировались к $l = 0$, и значения $\mathcal{N}(0) \equiv G(\pi/2)$ принимались за единицу. Значения полуширин интегральных распределений $\theta_{1/2}^G$ (при $G(\theta_{1/2}^G) = 0.5$) с учетом погрешностей установки детектора, статистической точности измерений величины $\mathcal{N}(l)$ и ошибок, вносимых при экстраполяции $\mathcal{N}(l)$ к $l = 0$, определялись с точностью 3–5%.

Мишенями служили свободные пленки из Al, Cu, Ag и Au толщиной от ~ 0.09 до 2.3 мкм, полученные путем осаждения паров чистых металлов в вакууме на свежие сколы кристаллов каменной соли и последующего растворения подложки в дистиллированной воде. Толщина мишени t определялась по величине потерь энергии ионов ${}^4\text{He}$ в ней с использованием таблиц тормозных способностей [10]. Без учета неточности табличных данных (которую можно оценить в 3–5%) погрешность находимых таким образом значений t в большинстве случаев составляла не более 1% и лишь для самых тонких мишеней ($t \leq 0.3$ мкм) она достигала 1.5–2%.

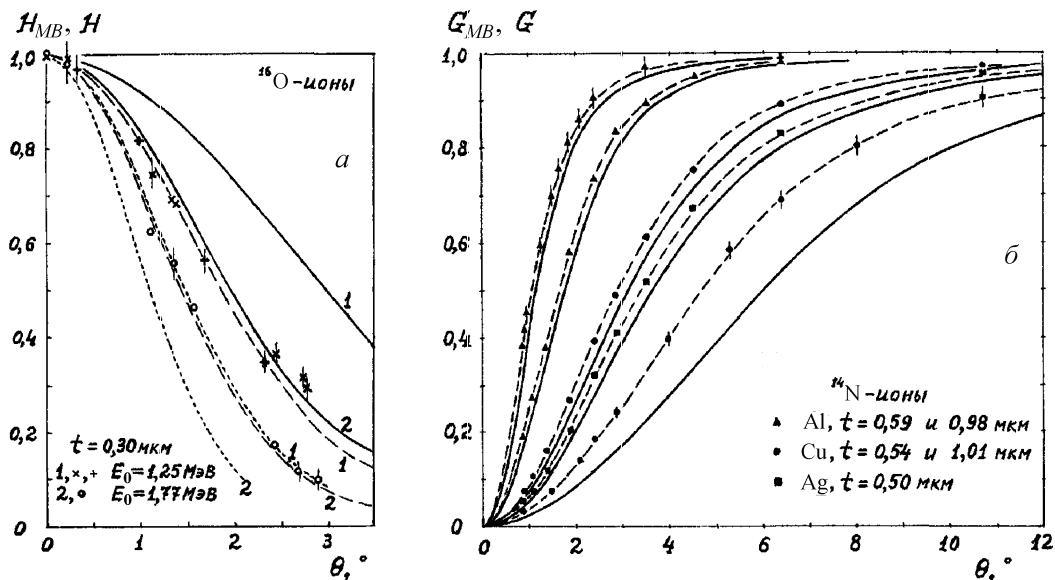


Рис. 1. Угловые распределения рассеянных ионов: а — дифференциальные распределения $H(\theta)$ ионов ${}^{16}\text{O}$ с энергиями $E_0 = 1.25$ МэВ (+, ×, кривые 1) и 1.77 МэВ (о, кривые 2), прошедших через Al-пленки толщиной $t = 0.3$ мкм; б — интегральные распределения $G(\theta)$ ионов ${}^{14}\text{N}$ с энергиями $E_0 = 4.56$ –4.64 МэВ, прошедших через пленки Al: $t = 0.59$ (▲) и 0.98 мкм (▲), Cu: $t = 0.54$ (●) и 1.01 мкм (◆) и Ag: $t = 0.50$ мкм (■). Значки — экспериментальные данные, сплошные линии — расчетные функции $H_{MB}(\theta)$ и $G_{MB}(\theta)$, точечные — $H'_{MB}(\theta)$, штриховые — $H_{MB}(\theta^*)$ и $G(\theta^*)$, где $\theta^* = \theta \cdot \theta_{1/2} / (\theta_{1/2})_{MB}$

2. Результаты экспериментов

Были измерены интегральные угловые распределения $G(\theta)$ рассеянных ионов ^{14}N с начальной энергией $\varepsilon_0 = E_0/A_1 \cong 330$ кэВ/нукл. ($v/v_0 \cong 3.64$; $v_0 = 2.2 \cdot 10^8$ см·с $^{-1}$) после прохождения их через мишени из Al, Cu, Ag и Au толщиной от 0.33 до ~ 2.3 мкм. В двух случаях энергия ионов была понижена до 240 и 283 кэВ/нукл. ($v/v_0 \cong 3.11$ и 3.37 соответственно) с помощью Al-поглотителей. Дифференциальные угловые распределения $H(\theta)$ получены для ионов ^{14}N и ^{16}O с начальными энергиями $\varepsilon_0 \cong 111$ кэВ/нукл. ($v/v_0 \cong 2.10$), а также для ионов ^{16}O с $\varepsilon_0 \cong 78$ и 32 кэВ/нукл. ($v/v_0 \cong 1.76$ и 1.13) после прохождения их через мишени из Al толщиной $\sim 0.1, 0.3$ и 0.4 мкм. Примеры распределений $H(\theta)$ представлены на рис. 1, а, а $G(\theta)$ — на рис. 1, б. Полуширины $\theta_{1/2}^G$ распределений $G(\theta)$ для ионов ^{14}N в зависимости от числа рассеивающих атомов,

приходящихся на единицу поверхности мишени (Nt), приведены на рис. 2, а.

Полученные экспериментальные результаты обнаруживают следующие закономерности. Полуширины $\theta_{1/2}^H$ дифференциальных распределений $H(\theta)$ ионов ^{14}N и ^{16}O , рассеянных Al-мишенями, при одинаковых скоростях практически одинаковы и в два с лишним раза меньше, чем для протонов [11]. Полуширины $\theta_{1/2}^G$ распределений $G(\theta)$ ионов ^{14}N с начальной энергией $\varepsilon_0 \cong 330$ кэВ/нукл. линейно возрастают с увеличением толщины проходимого слоя вещества t , а при одинаковой величине Nt примерно пропорциональны атомному номеру материала Z_2 (рис. 2); в области $\varepsilon_0 \cong 240 \div 330$ кэВ/нукл. значения $\theta_{1/2}^G$ примерно пропорциональны E^{-1} . В результате, если построить зависимость величины $y^G = \theta_{1/2}^G \cdot E_0/A_1 Z_2$ от Nt , то все экспериментальные точки будут укладываться с небольшим разбросом на одну прямую линию (см. рис. 2, б):

$$y^G = 4.5(1 + 1.38 \cdot 10^{-18} Nt), \quad (1)$$

где $\theta_{1/2}^G$ — в градусах, а Nt — в ат./см 2 .

Форма угловых распределений — как $H(\theta)$, так и $G(\theta)$ — практически не зависит от параметров ионов (Z_1, E_0) и материала мишеней (Z_2) и лишь при малых толщинах рассеивающего слоя ($Nt < (4 \div 5) \cdot 10^{18}$ ат./см 2) заметно изменяется с изменением величины Nt .

3. Обсуждение результатов

Для анализа полученных результатов была использована теория Мольера–Бете (МБ) [2–4], которая хорошо описывает многократное рассеяние протонов и более тяжелых частиц при большой энергии (когда их средний равновесный заряд при движении в среде \bar{i}_{in} близок к ядерному заряду Z_1) в пределах углов до $\sim 20^\circ$ в не слишком тонких слоях вещества с атомным номером $Z_2 \geq 10$. Результаты этой теории представлены в аналитическом виде и удобны для анализа влияния различных факторов на угловое распределение рассеянных частиц. В области своей применимости они практически совпадают с результатами последующих работ [5, 6], которые могут быть использованы в более широких пределах, но представлены в численном виде.

В теории МБ функция углового распределения рассеянных частиц с точечными зарядами $Z_1 e$, массой m и скоростью v после прохождения слоя однородного вещества с атомным номером Z_2 и толщиной t имеет вид

$$F_{MB}(\theta) \theta d\theta = (\vartheta d\vartheta / 2\pi) [f^{(0)}(\vartheta) + B^{-1} f^{(1)}(\vartheta) + B^{-2} f^{(2)}(\vartheta) + \dots], \quad (2)$$

где $\vartheta = \theta / (\chi_c \sqrt{B})$ — приведенный угол рассеяния,

$$\chi_c = (\pi Nt)^{1/2} (2Z_1 Z_2 e^2 / mv^2) = 2(\pi Nt)^{1/2} \alpha \chi \quad (3)$$

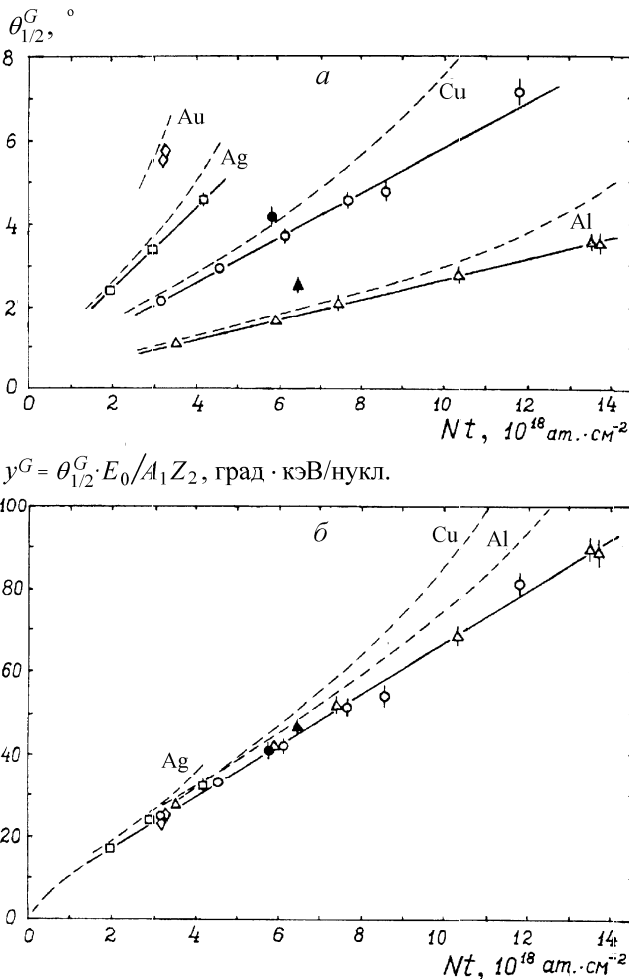


Рис. 2. Зависимости полуширин $\theta_{1/2}^G$ угловых распределений $G(\theta)$ рассеянных ионов ^{14}N от толщин мишеней: а — для реальных значений $\theta_{1/2}^G$, б — для приведенных величин $y^G = \theta_{1/2}^G \cdot E_0 / A_1 Z_2$. Значки — экспериментальные данные (Δ — Al, \circ — Cu, \square — Ag, \diamond — Au при $E_0 = (4.60 \pm 0.04)$ МэВ; \blacktriangle — Al при $E_0 = 3.37$ МэВ; \bullet — Cu при $E_0 = 3.97$ МэВ), сплошные прямые линии — аппроксимация данных измерений, штриховые линии — результаты расчета по теории МБ ($i_{sc} = Z_1$)

($\alpha = Z_1 Z_2 e^2 / \hbar v$, $\lambda = \hbar / mv$), а B — параметр формы, определяемый соотношением

$$B - \ln B = \ln \Omega_b - 0.1544 \dots, \quad (4)$$

$\Omega_b = \chi_c^2 / [(\lambda/a_2)^2 (A_\alpha + B_\alpha \alpha^2)]$ — эффективное число соударений, a_2 — параметр экранирования поля ядра атома-рассеивателя собственными электронами, A_α и B_α — константы. (Для рассматриваемых в теории атомов Томаса-Ферми $a_2 = 0.885 a_0 Z_2^{-1/3}$ ($a_0 = 0.529 \cdot 10^{-8}$ см), $A_\alpha = 1.17$ и $B_\alpha = 3.72$ [4].) Универсальные функции $f^{(n)}(\vartheta)$ табулированы в работах [2, 4].

Для сравнения с экспериментальными результатами были рассчитаны функции $H_{MB}(\theta) = F_{MB}(\theta)/F_{MB}(0)$ и $G_{MB}(\theta)$; последняя получена численным интегрированием выражения (2) и представлена в аналогичном виде:

$$G(\theta) = g^{(0)}(\vartheta) + B^{-1}g^{(1)}(\vartheta) + B^{-2}g^{(2)}(\vartheta) + \dots, \\ g^{(n)} = \int_0^\vartheta f^{(n)}(\vartheta) \vartheta d\vartheta, \quad (5)$$

где B — тот же параметр, что и в (2), а функции $g^{(n)}(\vartheta)$ рассчитаны для 30 значений ϑ в интервале $\vartheta = 0 \div 4$.

При расчетах постоянная $A_\alpha = 1.17$ в выражении для Ω_b считалась пренебрежимо малой (во всех случаях выполнялось условие $\alpha \gg 1$) и величина Ω_b вычислялась по простой формуле:

$$\Omega_b \cong 4\pi a_2^2 Nt / B_\alpha = 2.65 a_0^2 Z_2^{-1/3} Nt. \quad (6)$$

Это означает, что эффективное число соударений Ω_b и параметр B , а следовательно, форма функций $F_{MB}(\theta)$ и $G_{MB}(\theta)$ и их полуширины в приведенных углах $\vartheta_{1/2}^F$ и $\vartheta_{1/2}^G$ не зависят от параметров частиц и определяются только свойствами рассеивающего слоя.

Для того чтобы учесть замедление ионов в мишени и связанное с ним изменение их эффективного заряда, для вычисления параметра χ_c вместо (3) было использовано выражение

$$\langle \chi_c^2 \rangle = \pi e^4 Z_2^2 N \int_0^t \frac{i_{sc}^2 dt}{E^2} = 0.03936 \frac{Z_2^2}{M_2} \int_{E_0}^{E_k} \frac{i_{sc}^2 dE}{E^2 (dE/dt)}, \quad (7)$$

в котором M_2 — атомный вес материала мишени, t — в мкг/см², E_0 и E_k — начальная и конечная энергия ионов в кэВ, а i_{sc} — некоторый эффективный заряд, характеризующий рассеяние ионов в данной среде при энергии E . Данные об удельных потерях энергии ионов ^{14}N и ^{16}O в материалах мишеней были взяты из работ [10, 12].

Очевидно, что величина $i_{sc}(E)$ в выражении (7) должна быть заключена в пределах $\bar{i}_{in}(E) \leq i_{sc}(E) \leq Z_1$. Выполненные для крайних

случаев $i_{sc} = Z_1 = \text{const}$ («чистая» теория МБ) и $i_{sc}(E) = \bar{i}_{in}(E)$ расчеты с использованием значений $\bar{i}_{in}(E)$ из работы [13] показали, что угловые распределения в первом случае — $H_{MB}(\theta)$ и $G_{MB}(\theta)$ — оказываются шире, а во втором — $H'_{MB}(\theta)$ и $G'_{MB}(\theta)$ — уже экспериментальных (рис. 1).

Функции $H_{MB}(\theta^*)$ и $G_{MB}(\theta^*)$, где $\theta^* = \theta \times \theta_{1/2}/(\theta_{1/2})_{MB}$ (штриховые линии на рис. 1), достаточно хорошо согласуются с измеренными не только по ширине, но и по форме. Следовательно, для каждого из распределений $H(\theta)$ и $G(\theta)$ должно быть справедливым соотношение между величинами $\theta_{1/2}^H$ и $\theta_{1/2}^G$, рассчитанными по теории МБ для данного значения B :

$$\frac{\theta_{1/2}^H}{\theta_{1/2}^G} = \frac{(\theta_{1/2}^H)_{MB}}{(\theta_{1/2}^G)_{MB}} = \frac{\vartheta_{1/2}^H \chi_c \sqrt{B}}{\vartheta_{1/2}^G \chi_c \sqrt{B}} = \frac{\vartheta_{1/2}^H}{\vartheta_{1/2}^G}. \quad (8)$$

С помощью этого соотношения для измеренных распределений $G(\theta)$ были найдены полуширины $\theta_{1/2}^H$ соответствующих распределений $H(\theta)$, что дало возможность провести их анализ совместно с данными непосредственных измерений $H(\theta)$.

Зависимости величин $\theta_{1/2}^H$ от толщины проходного слоя в координатах Nt и $y^H = \theta_{1/2}^H E_0 / A_1 Z_2$, как и аналогичные зависимости для $\theta_{1/2}^G$ (рис. 2), совпадают и в области $Nt > 2 \cdot 10^{18}$ ат./см² могут быть аппроксимированы одной прямой линией

$$y^H = 2.3 (1 + 2.49 \cdot 10^{-18} Nt). \quad (9)$$

(Соответствующие зависимости, рассчитанные по «чистой» теории МБ, не совпадают и располагаются выше экспериментальной аналогично тому, как это показано пунктирными линиями для $\theta_{1/2}^G$ на рис. 2.)

Для всех рассмотренных случаев найдены величины отношений $\eta = \theta_{1/2}/(\theta_{1/2})_{MB}$ (согласно (8), они одинаковы для $\theta_{1/2}^H$ и $\theta_{1/2}^G$) в зависимости от энергии $\bar{\varepsilon} = \bar{E}/A_1$. В области $\bar{\varepsilon} \sim 0.3$ МэВ/нукл. значения η составляют ~ 0.95 и с уменьшением $\bar{\varepsilon}$ до 0.03 МэВ/нукл. уменьшаются до ~ 0.5 . Этот спад в тех случаях, когда величина $\bar{\varepsilon}$ уменьшается за счет роста толщины мишеней при неизменном значении ε_0 , более крут, чем для тонких мишеней при уменьшении ε_0 (см. рис. 3).

В работе [7] измерены распределения $F(\theta)$ ионов ^{14}N и ^{16}O с начальной энергией $\varepsilon_0 \approx 0.33$ МэВ/нукл., рассеянных Al-пленками с толщинами $t_1 \cong 0.46$ и $t_2 \cong 0.95$ мкм. Найденные для них отношения $\theta_{1/2}/(\theta_{1/2})_{MB}$ значительно меньше полученных в настоящей работе (~ 0.63 при $\bar{\varepsilon} \approx 280$ и ~ 0.67 при $\bar{\varepsilon} \approx 260$ кэВ/нукл.). Причина этого не ясна; более узкие распределения $H(\theta)$ в [7], возможно, объясняются наличием микроотверстий в мишенях (которые тогда не отбирались под микроскопом). В пользу этого предположения говорит

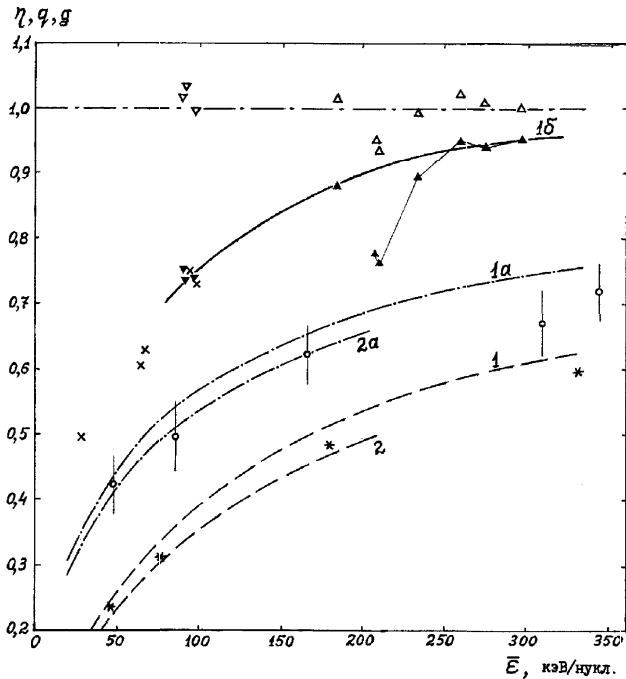


Рис. 3. Эффективные степени ионизации для различных процессов, сопровождающих прохождение ионов ^{14}N и ^{16}O через вещество. Экспериментальные величины η для ионов ^{14}N в Al: \blacktriangle — $\varepsilon_0 \cong 330$ кэВ/нукл. и t от 0.58 мкм ($\eta \cong 0.95$) до 2.28 мкм ($\eta \cong 0.76$), \blacktriangle — $\varepsilon_0 = 271$ кэВ/нукл. и $t = 1.07$ мкм ($\eta \cong 0.87$), \blacktriangledown — $\varepsilon_0 = 110$ кэВ/нукл. и $t = 0.3$ – 0.4 мкм ($\eta \cong 0.76$); то же для ионов ^{16}O в Al: \times — $\varepsilon_0 = 111$ кэВ/нукл. и $t = 0.3$ – 0.4 мкм ($\eta \cong 0.75$), $\varepsilon_0 = 78$ кэВ/нукл. и $t = 0.30$ и 0.31 мкм ($\eta \cong 0.62$) и $\varepsilon_0 = 32$ кэВ/нукл. и $t = 0.09$ мкм ($\eta \cong 0.5$). Значки \circ — $\bar{q}_{\text{in}} = \bar{i}_{\text{in}}/Z_1$ [13] и $*$ — $\bar{q}_{\infty} = \bar{i}_{\infty}/Z_1$ [18] — для ионов ^{14}N в твердой пленке (целлулоид). Расчетные кривые: 1 (пунктир) и 1а (штрих-пунктир) — $q_1^* = Z_1^*/Z_1$ и $g_1^* = (q_1^*)^{0.6}$ для ионов ^{14}N в Al; 2 и 2а — то же для ионов ^{16}O в Al. Значки Δ и ∇ — величины $\bar{\eta}$ для ионов ^{14}N в Al

то, что для более толстой мишени (t_2) величина η больше, чем для тонкой (t_1), хотя $\bar{\varepsilon}_2 < \bar{\varepsilon}_1$.

В работе [8] были измерены угловые распределения ионов ^{14}N , рассеянных в тонких ($\Omega_b \leq 25$) пленках из тех же материалов (Al, Cu, Ag и Au), и сделано общее заключение об удовлетворительном согласии с теориями МБ и Кайля и др. [14] (последняя — для случаев рассеивателей с $\Omega_b < 20$). Сравнение с результатами работы [8] затруднительно, поскольку в ней не приведены величины начальных энергий ионов E_0 и полуширин $(\theta_{1/2})_{MB}$; оцененные по данным [8] для наиболее толстых мишеней ($\Omega_b \cong 15 \div 25$) величины η имеют большой разброс даже при близких значениях $\bar{\varepsilon}$ ($\sim 0.98 \div 0.73$ в интервале $\bar{\varepsilon} \approx 320 \div 290$ кэВ/нукл.), так что можно лишь отметить, что в общем результаты этой работы не противоречат нашим.

Отклонения величин $(\theta_{1/2})_{MB}$ от $\theta_{1/2}$ естественно попытаться объяснить уменьшением эффективного заряда i_{sc} ионов при уменьшении их энергии. Если зависимость $i_{sc}(E)$ известна, то рассчитанная с применением формулы (7) полуширина углового распределения $(\bar{\theta}_{1/2})_{MB} = \theta_{1/2} \sqrt{B} \langle \chi_c \rangle$ должна сов-

падать с измеренной: $(\bar{\theta}_{1/2})_{MB} = \theta_{1/2}$. Чтобы найти зависимость $i_{sc}(E)$, рассмотрим соотношение между $\theta_{1/2}$ и $(\theta_{1/2})_{MB}$ для тонкой мишени, когда изменение энергии E и заряда i_{sc} ионов невелико. В этом случае в формуле (7) интеграл можно заменить его средним значением: $t[\bar{i}_{sc}(\bar{E})/\bar{E}^2]$ при вычислении $(\bar{\theta}_{1/2})_{MB}$ и значением tZ_1/\bar{E}^2 при вычислении $(\theta_{1/2})_{MB}$. В результате получим

$$\eta = \frac{\theta_{1/2}}{(\theta_{1/2})_{MB}} = \frac{(\bar{\theta}_{1/2})_{MB}}{(\theta_{1/2})_{MB}} = \frac{\langle \chi_c \rangle}{\chi_c} \approx \frac{i_{sc}(\bar{E})}{Z_1} \equiv q_{sc}(\bar{E}), \quad (10)$$

т. е. средняя степень ионизации $q_{sc}(\bar{E}) = i_{sc}(\bar{E})/Z_1$, характеризующая рассеяние ионов при энергии $E = \bar{E}$, определяется отношением экспериментальной и рассчитанной по теории МБ полуширин их углового распределения после прохождения тонкой мишени, в которой их средняя энергия равна \bar{E} .

Рассмотрим теперь результаты, полученные для алюминия, с которым выполнено наибольшее число измерений. Величины $\eta(\bar{\varepsilon})$ для ионов ^{14}N и ^{16}O во всех Al-мишенях приведены на рис. 3. Сплошная линия (1б) проведена через точки, полученные для самых тонких мишеней; согласно (10) она должна представлять зависимость $q_{sc}(E)$ для ионов ^{14}N в данной среде. Вычисленные с ее помощью величины $\bar{\eta} = \theta_{1/2}/(\bar{\theta}_{1/2})_{MB}$ даны светлыми значками. Видно, что они близки к единице как для тонких (кривая 1б), так и для толстых (ломаная линия) мишеней, в которых энергия ионов уменьшается в 2–3 раза, а величина i_{sc} изменяется от $\sim 0.95Z_1$ до $\sim 0.75Z_1$. С учетом некоторого произвола проведения гладкой линии $q_{sc}(\varepsilon)$ по немногим точкам и точности измерений $\theta_{1/2}$ (3–5%) отклонения значений $\bar{\eta}$ от единицы в пределах от +0.03 до –0.07 свидетельствуют о достаточно хорошем согласии рассчитанных $(\bar{\theta}_{1/2})_{MB}$ с измеренными $\theta_{1/2}$.

Для сравнения на рис. 3 приведены также величины средних степеней ионизации, характеризующих торможение (q_1^* и g_1^*) и перезарядку (\bar{q}_{∞} и \bar{q}_{in}) ионов ^{14}N и ^{16}O , движущихся в веществе. Значения $q_1^* = Z_1^*/Z_1$, где Z_1^* — «эффективный тормозной заряд» иона, найдены с помощью соотношения $Z_1^*/Z_p^* = (S_1/S_p)^{1/2}$, в котором S_1 и S_p — тормозные способности для ионов ^{14}N и ^{16}O [12] и протонов [15] с одинаковыми скоростями, а Z_p^* — «эффективный тормозной заряд» протона [16]. Зависимости $q_1^*(\varepsilon)$ изображены на рис. 3 кривыми 1 (ионы ^{14}N) и 2 (ионы ^{16}O). Для учета отклонения зависимости $S_1(Z_1)$ от квадратичной в работе [17] введен «реальный тормозной заряд» $(Z_1^*)_{\text{real}} = g_1^*Z_1$, где $g_1^* \approx (q_1^*)^{0.6}$; функции $g_1^*(\varepsilon)$ соответствуют кривым 1а (ионы ^{14}N) и 2а (ионы ^{16}O). Видно, что величины средних степеней ионизации в равновесном пучке ионов ^{14}N внутри мишени (\bar{q}_{in}) и после выхода из

нее (\bar{q}_∞) близки к значениям g_1^* и q_1^* соответственно (кружки [13] и звездочки [18] на рис. 3).

Как видно из рис. 3, в интервале энергий $\sim 70 \div 320$ кэВ/нукл. эффективный заряд i_{sc} превышает тормозной заряд (Z_1^*)_{real} и близкий к нему равновесный \bar{i}_{in} в $\sim 1.3-1.5$ раза, а тормозной заряд Z_1^* и близкий к нему \bar{i}_∞ — в $\sim 1.5-3$ раза. Это свидетельствует о том, что основной вклад в многократное рассеяние вносят более близкие столкновения по сравнению с теми, которые определяют величину энергетических потерь.

Заключение

В результате исследования многократного рассеяния ионов ^{14}N и ^{16}O в металлических пленках при энергиях $\varepsilon \approx 0.03 \div 0.3$ МэВ/нукл. показано, что полуширины угловых распределений рассеянных частиц $\theta_{1/2}$ можно связать с параметрами, характеризующими частицы и рассеиватель, универсальной зависимостью в координатах $y = \theta_{1/2} \varepsilon_0 / Z_2$ и $x = Nt$ (ε_0 — начальная энергия ионов, Z_2 — заряд ядер атомов мишени и Nt — их число на единицу площади), которая в области $Nt \geq 2 \cdot 10^{18}$ ат./см² практически линейна.

Показано, что для описания многократного рассеяния ионов ^{14}N может быть применена теория Мольера–Бете, если вместо зарядов их ядер Z_1 использовать «эффективный заряд», характеризующий рассеяние (i_{sc}), который при изменении энергии ε от ~ 0.3 до 0.03 МэВ/нукл. меняется от $\sim 0.95Z_1$ до $\sim 0.5Z_1$ и превышает их средний заряд в равновесном пучке внутри мишени (\bar{i}_{in}) соответственно в $\sim 1.3-1.5$ раза. Зависимость $i_{sc}(\varepsilon)$ найдена в результате анализа угловых распределений рассеяния в тонких ($\Omega_b \approx 20 \div 30$) мишенях; рассчитанные с ее помощью угловые распределения рассеянных частиц достаточно хорошо согласуются не только по ширине, но и по форме.

Авторы приносят благодарность В.П. Собакину и В.Л. Чернову за большую помощь в подготовке эксперимента и участие в его проведении.

Литература

1. Николаев В.С. // УФН. 1965. **86**. С. 679.
2. Moliere G. // Z. Naturforsch. 1948. **3a**. S. 78.
3. Bethe H. // Phys. Rev. 1953. **89**. P. 1256.
4. Scott W.T. // Rev. Mod. Phys. 1963. **35**. P. 231.
5. Meyer L. // Phys. Stat. Solidi (b). 1971. **44**. P. 253.
6. Sigmund P., Winterbon K.B. // Nucl. Instrum. and Meth. 1974. **119**. P. 541.
7. Бедняков А.А., Николаев В.С., Рудченко А.В., Тулинов А.Ф. // ЖЭТФ. 1966. **50**. С. 589.
8. Yamazaki T., Takasaki M., Sakisaka M. // J. Phys. Soc. Japan. 1974. **36**. P. 1643.
9. Бедняков А.А., Булгаков Ю.В., Кошевой И.Д., Николаев В.С., Собакин В.П. // Тр. VIII Всесоюз. конф. по физике взаимодействия заряженных частиц с монокристаллами. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1977. С. 128.
10. Ziegler J.F. Stopping Cross Sections for Energetic Ions in All Elements. N.Y.: Pergamon Press, 1980.
11. Бедняков А.А., Дворецкий В.Н., Савенко И.А., Тулинов А.Ф. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1965. № 1. С. 55 (Moscow University Phys. Bull. 1965. No. 1).
12. Porat D.I., Ramavataram K. // Proc. Phys. Soc. 1961. **77**. P. 97; **78**. P. 1134.
13. Zaikov V.P., Kralkina E.A., Nikolaev V.S., Sirotnin E.I. // Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. 1988. **B33**. P. 202.
14. Keil E., Zeitler E., Zinn W. // Z. Naturforsch. 1960. **15a**. P. 1031.
15. Janni J.F. // Atomic Data and Nucl. Data Tables. 1982. **27**. P. 341.
16. Yarlagadda B.S., Robinson J.E., Brandt W. // Phys. Rev. 1978. **B17**. P. 3743.
17. Николаев В.С. Исследование ионизации, перезарядки и торможения быстрых многозарядных ионов при прохождении их через вещество: Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. М. (МГУ), 1967.
18. Николаев В.С., Фатеева Л.Н., Дмитриев И.С., Теплова Я.А. // ЖЭТФ. 1957. **32**. С. 965.

Поступила в редакцию
19.12.01