ЖЭТФ, 1997, том 111, вып. 6, стр. 2226–2236

ВЛИЯНИЕ ПЕРЕЗАРЯДКИ НА ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ БЫСТРЫХ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ЧЕРЕЗ ВЕЩЕСТВО

В. В. Балашов, А. В. Бибиков, И. В. Бодренко

Институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына
Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова
119899, Москва, Россия

Поступила в редакцию 30 августа 1996 г.,
после переработки 31 декабря 1996 г.

В диффузионном приближении сформулирован метод расчета энергетических распределений многозарядных ионов при прохождении через вещество для произвольного числа их зарядовых состояний. Приведены примеры численного решения предложенной системы кинетических уравнений с учетом перезарядки. В частном случае двух зарядовых состояний найдено компактное решение задачи в специальных функциях. Проведено сравнение с экспериментом.

1. ВВЕДЕНИЕ

Особенности прохождения многозарядных ионов через вещество, связанные с захватом и потерей ими электронов, являются предметом интенсивных исследований. Процессы перезарядки создают сложный режим торможения иона в веществе, строгое теоретическое описание которого не получено до сих пор. Энергетическое распределение заряженных частиц при их прохождении через вещество в условиях сильной перезарядки может качественно отличаться от гауссова, однако вопрос о том, как в общем случае (т. е. до установления равновесия между различными зарядовыми состояниями иона) многократность его переходов из одних состояний в другие влияет на форму его энергетического распределения, остается открытым. С другой стороны, в большинстве случаев, представляющих практический интерес, отсутствует достаточная информация о характеристиках самих элементарных процессов перезарядки. В связи с этим все больше внимания привлекает вопрос о возможностях использовать экспериментальные данные об энергетических распределениях ионов при прохождении через вещество для решения обратной задачи о сечениях элементарных процессов захвата и потери ионом электрона.

Недавно Зигмунд и Нейрманн [1–3] внесли важный вклад в теорию торможения, получив конкретные аналитические выражения для последовательности моментов энергетического распределения ионов, прошедших, испытывая перезарядку, через заданный слой вещества. К сожалению, в общем случае, когда надо учесть более двух различных зарядовых состояний иона, такой подход оказывается слишком громоздким для исследования самой формы энергетического распределения. В данной работе, отправляясь от основных положений флуктуационной теории ионизационного торможения, сформулированных в свое время Ландау [4], мы исследуем другой путь решения той же задачи, на котором оказывается возможным провести в удобной форме, не прибегая к методу Монте-Карло, систематические вычисления для спектров потерь ионов с учетом разброса энергий (стрегглинга) при произвольном числе включаемых в рассмотрение зарядовых состояний. Что касается важного частного случая двух зарядовых состояний, то здесь мы получаем для спектра потерь компактное аналитическое выражение.

2. СЛУЧАЙ ДВУХ ЗАРЯДОВЫХ СОСТОЯНИЙ; ПЛОТНОСТЬ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПУТЕЙ, ПРОЙДЕННЫХ В КАЖДОМ ИЗ СОСТОЯНИЙ

Пусть ион с энергией E_0 попадает в образец, находясь в зарядовом состоянии $\langle 1\rangle$, затем по мере продвижения в этом образце переходит в состояние $\langle 2\rangle$, затем обратно в начальное состояние $\langle 1\rangle$ и т. д., многократно меняя свое зарядовое состояние. Пусть S_1 и S_2 — эффективные торможения иона соответственно в состояниях $\langle 1\rangle$ и $\langle 2\rangle$. Аналогичным образом введем параметры стрегглинга в этих двух состояниях: Ω_1^2 и Ω_2^2. Тогда применительно к случаю тонкого слоя вещества, т. е. без учета изменений параметров S_1, S_2 и Ω_1^2, Ω_2^2 по мере торможения иона, а также потерь энергии ионом непосредственно в каждом акте перезарядки, получаем, что средняя энергия иона E, прошедшего слой вещества толщиной x таким образом, что на зарядовое состояние $\langle 1\rangle$ приходится в итоге определенная часть пути x_1, а на состояние $\langle 2\rangle$ — другая часть пути $x_2 = x - x_1$, равна

$$E = E_0 - S_1x_1 - S_2x_2. \qquad (1)$$

Пусть ион, войдя в образец в состоянии $\langle 1\rangle$, обнаружен в точке x в том же состоянии $\langle 1\rangle$. Обозначим через $P_1(x, x_1)$ плотность вероятности того, что наш ион, пройдя путь x, провел часть x_1 этого пути в состоянии $\langle 1\rangle$ (и, соответственно, другую часть пути $x_2 = x - x_1$ - в состоянии $\langle 2\rangle$). Аналогичным образом введем также плотность вероятности $P_2(x, x_1)$ для иона, который вошел в образец в состоянии $\langle 1\rangle$ и обнаружен в точке x в зарядовом состоянии $\langle 2\rangle$. Будем называть их плотностями распределения путей, пройденных ионом в заданном зарядовом состоянии.

Пусть $f_1(x, E)$ и $f_2(x, E)$ — функции энергетического распределения ионов, обнаруженных в своем начальном зарядовом состоянии $\langle 1\rangle$ или в состоянии $\langle 2\rangle$ на расстоянии x от входа в образец (здесь и далее будем обозначать малой буквой f функцию распределения, рассчитанную без учета ионизационного стрегглинга; в общем случае будем пользоваться обозначением $F_k(x, E)$). Соотношение (1) однозначно связывает потери энергии иона на торможение, а точнее, его среднюю (с точностью до стрегглинга) энергию E в точке x, с тем, как в каждом отдельном случае разделился полный путь иона x на части x_1 и $x_2 = x - x_1$, пройденные им в состояниях $\langle 1\rangle$ и $\langle 2\rangle$. С его помощью находим связь между плотностью распределения путей и энергетическим спектром ионов в каждом из зарядовых состояний:

$$f_k(x, E)dE = P_k(x, x_1)dx_1\big|_{x_1=(E_0-E-S_2x)/(S_1-S_2)}. \qquad (2)$$

Распределения $P_k(x, x_1)$ и $f_k(x, E)$ связаны интегральными соотношениями с вероятностями найти ион в состояниях $\langle 1\rangle$ и $\langle 2\rangle$ на расстоянии x от входа в образец:

$$p_k(x) = \int_0^x P_k(x, x_1)dx_1 = \int f_k(x, E)dE. \qquad (3)$$

Будем нормировать введенные выше характеристики согласно условию сохранения числа частиц:

$$p_1(x) + p_2(x) = 1. \tag{4}$$

Введем теперь в рассмотрение понятие плотности распределения путей $P_{1(2)}^{(N)}(x, x_1)$ для ионов, испытавших заданное число N актов перезарядки. Войдя в образец в состоянии $\langle 1 \rangle$ и испытав четное число актов перезарядки, ион оказывается снова в состоянии $\langle 1 \rangle$; после нечетного числа таких переходов он оказывается в состоянии $\langle 2 \rangle$. Начнем с плотности распределения путей для иона, испытавшего нуль, один и два перехода:

$$P_1^{(0)}(x, x_1) = e^{-\lambda_{12}x_1}\delta(x_2), \tag{5}$$

$$P_2^{(1)}(x, x_1) = e^{-\lambda_{12}x_1}\lambda_{12}e^{-\lambda_{21}x_2}, \tag{6}$$

$$P_1^{(2)}(x, x_1) = e^{-\lambda_{12}x_1-\lambda_{21}x_2}\lambda_{12}\lambda_{21}x_1, \tag{7}$$

где λ_{12} и λ_{21} — скорости переходов из состояния $\langle 1 \rangle$ в состояние $\langle 2 \rangle$ и из состояния $\langle 2 \rangle$ в состояние $\langle 1 \rangle$. Далее находим выражения $P_1^{(N=2n)}(x, x_1)$ и $P_2^{(N=2n+1)}(x, x_1)$ при любом n методом индукции:

$$P_1^{(2n)}(x, x_1) = e^{-\lambda_{12}x_1-\lambda_{21}x_2}\lambda_{12}^n\lambda_{21}^n\frac{x_1^n}{n!}\,\frac{x_2^{(n-1)}}{(n-1)!}, \tag{8}$$

$$P_2^{(2n+1)}(x, x_1) = e^{-\lambda_{12}x_1-\lambda_{21}x_2}\lambda_{12}^{(n+1)}\lambda_{21}^n\frac{x_1^n}{n!}\,\frac{x_2^n}{n!}, \tag{9}$$

и, суммируя ряды, получаем

$$\begin{aligned} P_1(x, x_1) &= \sum_{n=0}^{\infty} P_1^{(2n)}(x, x_1) = \\ &= e^{-\lambda_{12}x_1-\lambda_{21}x_2}\left[\delta(x_2) + \sum_{n=1}^{\infty}\lambda_{12}^n\lambda_{21}^n\frac{x_1^n}{n!}\,\frac{x_2^{(n-1)}}{(n-1)!}\right] = \\ &= e^{-\lambda_{12}x_1-\lambda_{21}x_2}\left[\delta(x_2) + \sqrt{\frac{\lambda_{12}\lambda_{21}x_1}{x_2}}I_1\left(2\sqrt{\lambda_{12}\lambda_{21}x_1x_2}\right)\right], \end{aligned} \tag{10}$$

$$P_2(x, x_1) = \sum_{n=0}^{\infty} P_2^{(2n+1)}(x, x_1) = e^{-\lambda_{12}x_1-\lambda_{21}x_2}\lambda_{12}I_0\left(2\sqrt{\lambda_{12}\lambda_{21}x_1x_2}\right). \tag{11}$$

Здесь $I_0(x)$ и $I_1(x)$ — функции Инфельда (функции Бесселя для мнимого аргумента); мы воспользовались их представлением в виде рядов [5]:

$$I_0(x) = \sum_{k=0}^{\infty}\frac{1}{k!k!}\left(\frac{x}{2}\right)^{2k}, \tag{12}$$

$$I_1(x) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{k!(k+1)!} \left(\frac{x}{2}\right)^{2k+1}. \tag{13}$$

Используя известные соотношения для функций Инфельда, нетрудно показать, что решения (10), (11), подставленные в (3), удовлетворяют условию нормировки (4).

Формулы (10), (11) дают общее представление о форме энергетического распределения ионов и ее изменении по мере их прохождения через вещество. Так, согласно (10), распределение $P_1(x, x_1)$ как функция x_1 представляет собой сингулярный пик при $x_1 = x$, соответствующий доли потока ионов, не испытавших перезарядки (его вклад по мере продвижения иона в глубь образца убывает экспоненциально как $e^{-\lambda_{12}x}$), и широкий максимум, связанный с процессами перезарядки. Общая форма энергетического распределения ионов $f_1(x, E)$ такова же. При $S_1 < S_2$ (что соответствует случаю, когда $\langle 2 \rangle$ — это состояние более высокой зарядности, чем $\langle 1 \rangle$) мы имеем в спектре прошедших ионов узкий пик в его крайней правой части, который соответствует доли ионов, прошедших без перезарядки, и широкий максимум в области меньших энергий (больших энергетических потерь). При $S_1 > S_2$ взаимное расположение узкого пика и широкого максимума обратное.

3. ОБЩИЙ СЛУЧАЙ ПРОИЗВОЛЬНОГО ЧИСЛА ЗАРЯДОВЫХ СОСТОЯНИЙ; КИНЕТИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ ТОРМОЖЕНИЯ С УЧЕТОМ ПЕРЕЗАРЯДКИ

Будем исходить из основных положений теории торможения частицы, зарядовое состояние которой остается в процессе прохождения через вещество определенным [4]. В условиях, когда средняя потеря энергии частицы $\langle \Delta \rangle = S(E)x$ на рассматриваемом участке пути x много меньше энергии самой частицы E, а с другой стороны, $\langle \Delta \rangle$ много больше возможной передачи энергии T_{max} от частицы окружающей среде в одном столкновении («диффузионное приближение»), распределение потерь энергии частицы является гауссовым:

$$F(\Delta, x \mid E) = \frac{\exp\left[-(\Delta - S(E)x)^2/2\Omega^2(E)x\right]}{\sqrt{2\pi\Omega^2(E)x}}, \tag{14}$$

где Ω^2 — параметр стрегглинга для частицы с заданной энергией E:

$$\left\langle (\Delta - \langle \Delta \rangle)^2 \right\rangle = \Omega^2(E)x. \tag{15}$$

В тех же условиях движение частицы, способной переходить в процессе торможения из одного зарядового состояния в другое, описывается системой кинетических уравнений:

$$F_k(x, E) = e^{-\lambda_k x} \int g_k(x, E' - E) F_k(x = 0, E') dE' +$$
$$+ \sum_{l \neq k} \lambda_{lk} \int_0^x dx' \int e^{-\lambda_k (x - x')} g_k(x - x', E' - \Delta_{lk} - E) F_l(x', E') dE', \tag{16}$$
$$k = 1, 2, \dots, N,$$

где, согласно (14),

$$g_k(x-x',E'-E)=\frac{\exp\left\{-\left[E'-E-S_k(x-x')\right]^2/2\Omega_k^2(x-x')\right\}}{\sqrt{2\pi\Omega_k^2(x-x')}},\tag{17}$$

при этом S_k, Ω_k^2 — тормозные способности и параметры стрегглинга в состоянии k; $\lambda_k=\sum_l \lambda_{kl}$ — полная скорость перехода иона из зарядового состояния k в другие состояния, а λ_{kl} — парциальные скорости переходов из состояния k в различные состояния l; Δ_{lk} — средняя потеря энергии в акте перезарядки из состояния l в состояние k; функция $F_k(x=0,E')$ соответствует начальному условию процесса прохождения; если пучок ионов входит в образец в определенном зарядовом состоянии $\langle 1\rangle$ с определенной энергией E_0, имеем

$$F_k(x=0,E')=\delta_{k1}\delta(E'-E_0).\tag{18}$$

4. УЧЕТ СТРЕГГЛИНГА В ЗАДАЧЕ О ДВУХ ЗАРЯДОВЫХ СОСТОЯНИЯХ

Конкретная форма энергетического спектра ионов, даваемая выражениями (10), (11), может быть получена как частный случай общего решения системы уравнений (16)–(18) при выполнении условий, сформулированных в разд. 2. Использование аналитических выражений (10), (11) очень удобно для проведения расчетов и моделирования различных ситуаций в рамках задачи о двух зарядовых состояниях, однако, в отличие от общего решения, в этом случае не учитывается ионизационный стрегглинг, и разброс энергии иона при прохождении через образец возникает исключительно благодаря эффекту перезарядки. Хотя количественные расчеты с помощью уравнений (16)–(18) показывают, что во многих практически интересных случаях именно перезарядка, а не ионизационный стрегглинг определяют форму спектра иона на выходе из образца, представляет интерес обобщить результаты разд. 2 с учетом стрегглинга.

В диффузионном приближении при гауссовом разбросе энергий иона в каждом из его зарядовых состояний итоговый разброс энергий иона, прошедшего слой вещества толщиной x таким образом, что на зарядовое состояние $\langle 1\rangle$ приходится в итоге определенная часть пути x_1, а на состояние $\langle 2\rangle$ — другая часть пути $x_2=x-x_1$, характеризуется дисперсией

$$D(x,E)=\langle(\Delta E)^2\rangle=\Omega_1^2x_1+\Omega_2^2x_2;\tag{19}$$

при этом средняя энергия иона E определяется однозначно по формуле (1).

При таком подходе обобщение полученного в разд. 2 результата на случай с учетом стрегглинга достигается с помощью простой свертки:

$$f_1(x,E)\to F_1(x,E)=\int g(x,E-E')f_1(x,E')dE',\tag{20}$$

где

$$g(x,E-E')=\frac{\exp\left[-(E-E')^2/2D(x,E)\right]}{\sqrt{2\pi D(x,E)}}.\tag{21}$$

5. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ТОРМОЖЕНИЯ

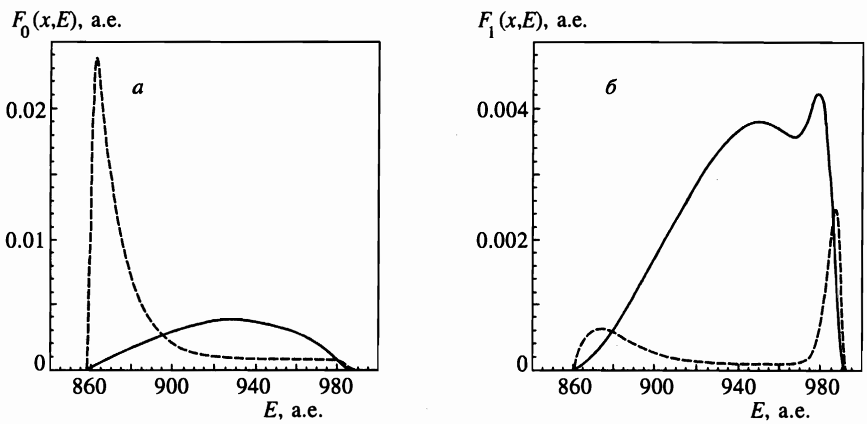
Следуя Нейрману [3], будем пользоваться следующими параметрами моделирования: E_0 и E — начальная энергия и энергия иона после прохождения слоя толщиной x; n_c — плотность числа частиц вещества; σ_{kl} — эффективное сечение перехода из состояния k в состояние l, связанное со скоростью парциального перехода λ_{kl} соотношением

$$\lambda_{kl} = \sigma_{kl} n_c, \tag{22}$$

S_k — эффективное торможение иона в состоянии k; W_k — параметр ионизационного стрегглинга в состоянии k, связанный с введенным выше параметром стрегглинга Ω_k^2 соотношением

$$\Omega_k^2 = W_k n_c. \tag{23}$$

Все параметры приводятся в атомных единицах. Во всех примерах полагается, что пучок ионов входит в образец в зарядовом состоянии $\langle 1\rangle$ с определенной энергией E_0. При рассмотрении трех и более зарядовых состояний решается система кинетических



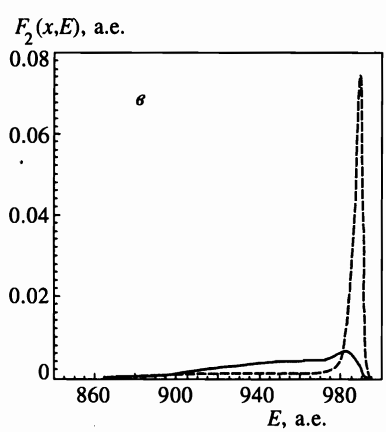


Рис. 1. Энергетическое распределение ионов в состояниях $\langle 0\rangle$ (*а*), $\langle 1\rangle$ (*б*) и $\langle 2\rangle$ (*в*) после прохождения слоя $n_c x = 100$ (случай трех зарядовых состояний). Сплошные кривые получены со следующими параметрами расчета: $E_0 = 1000$; $S_1 = 0.35$; $S_0 = 1.4$; $S_2 = 0.1$; $W_1 = W_0 = W_2 = 0.01$; $\sigma_{10} = \sigma_{01} = \sigma_{12} = \sigma_{21} = 0.05$; $\sigma_{02} = \sigma_{20} = 0$. Штрихи — то же, но при уменьшенной скорости обратного перехода из состояний $\langle 0\rangle$ и $\langle 2\rangle$ в состояние $\langle 1\rangle$: $\sigma_{01} = \sigma_{21} = 0.005$

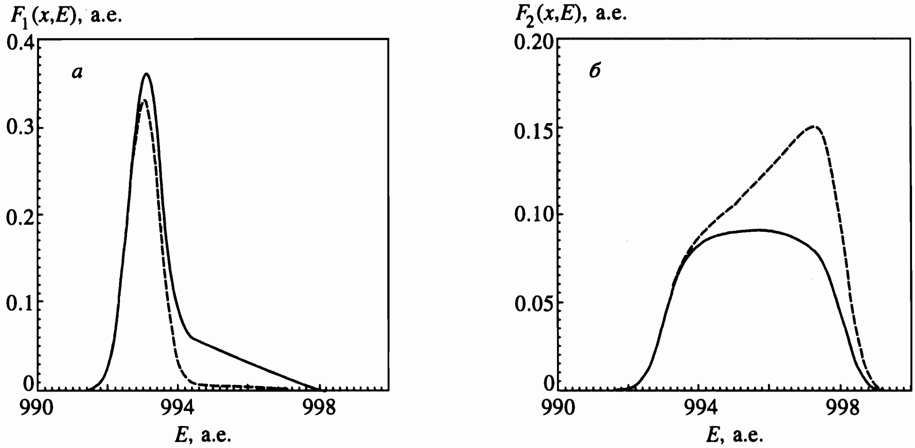


Рис. 2. Энергетическое распределение ионов в состояниях $\langle 1\rangle$ (*а*) и $\langle 2\rangle$ (*б*) после прохождения слоя $n_c x = 20$ (случай двух зарядовых состояний). Сплошные кривые: $E_0 = 1000$; $S_1 = 0.35$; $S_2 = 0.1$; $W_1 = W_2 = 0.01$; $\sigma_{12} = \sigma_{21} = 0.05$. Штрихи — то же, но при других параметрах скоростей перезарядки: $\sigma_{12} = 0.05$; $\sigma_{21} = 0.005$

уравнений (16)–(18). В задаче о двух зарядовых состояниях используется метод плотности распределения путей с поправкой на стрегглинг (формула (20)). Его результаты эквивалентны тем, что следуют из уравнений (16)–(18), но их получение не требует громоздких численных вычислений и больших затрат компьютерного времени.

Необходимость выйти за рамки рассмотренного ранее другими авторами случая двух состояний диктуется прежде всего интересом к такой ситуации, когда ионы проходящего через вещество пучка способны испытывать перезарядку в двух направлениях — с уменьшением своего заряда, через подхват электрона среды, и с его увеличением, через процесс потери электрона (обдирки).

На рис. 1 приведены полученные впервые результаты расчетов энергетических распределений многозарядных ионов, когда учитываются три зарядовых состояния. Закрепив за начальным состоянием ионного пучка символ $\langle 1\rangle$, мы обозначили два других зарядовых состояния символами $\langle 0\rangle$ и $\langle 2\rangle$. Полагая, что первое из них достигается из начального состояния $\langle 1\rangle$ через процесс обдирки, а второе — через подхват электрона, мы выбрали параметры эффективного торможения в каждом из этих состояний в соответствии с требованием

$$S_0 > S_1 > S_2. \tag{24}$$

Для сравнения на рис. 2 и 3 приведены результаты расчетов, в которых учтена перезарядка только в переходах $\langle 1\rangle \to \langle 2\rangle$ и $\langle 2\rangle \to \langle 1\rangle$. Прежде всего заметим, что во всех этих случаях, ввиду того что эффективное торможение в исходном состоянии $\langle 1\rangle$ взято более сильным, чем в состоянии $\langle 2\rangle$, спектр ионов в состоянии $\langle 2\rangle$ несколько смещен в сторону больших энергий по сравнению со спектром в состоянии $\langle 1\rangle$. Сопоставление друг с другом сплошных и штриховых кривых на рис. 2 и 3 показывает, как влияет соотношение между скоростью перезарядки из начального состояния $\langle 1\rangle$ в состояние $\langle 2\rangle$ и скоростью перезарядки в обратную сторону на форму спектров ионов в каждом из этих состояний.

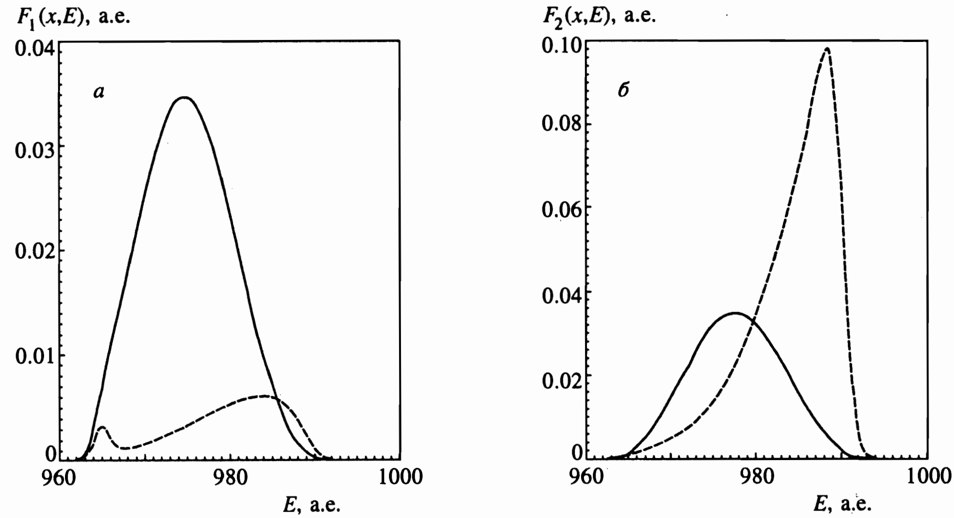


Рис. 3. Энергетическое распределение ионов после прохождения слоя $n_c x = 100$ (случай двух зарядовых состояний). Параметры расчета, как в случае рис. 2

Сплошные кривые на рис. 2 соответствуют случаю, когда сечения переходов σ_{12} и σ_{21} выбраны равными. Изменение соотношения между ними в пользу прямой перезарядки $\langle 1\rangle \to \langle 2\rangle$ (штрихи) приводит к тому, что обратный переход частиц из состояния $\langle 2\rangle$ в исходное состояние затрудняется, в результате чего интенсивность фракции $\langle 1\rangle$ падает, а вместе с тем в спектре ионов в состоянии $\langle 2\rangle$ усиливается вклад более высоких энергий (в обратную сторону действует изменение соотношения между сечениями в пользу перехода $\langle 2\rangle \to \langle 1\rangle$). По-видимому, изучение характера асимметрии формы максимума в энергетическом распределении $F_2(E)$ может давать полезную информацию о соотношении скоростей прямой и обратной перезарядок в процессе торможения.

С увеличением пройденного пути (рис. 3) разброс энергии частиц в обоих состояниях увеличивается, что происходит, главным образом, благодаря эффекту перезарядки; ионизационный стрегглинг играет при этом все менее существенную роль. При малой скорости обратного перехода $\langle 2\rangle \to \langle 1\rangle$ и большой — прямого перехода ($\sigma_{12} n_c x > 1$, $\sigma_{21} n_c x < 1$) (штрихи) поток частиц в состоянии $\langle 1\rangle$ очень слаб и состоит в основном из ионов, испытавших двойную перезарядку $\langle 1\rangle \to \langle 2\rangle \to \langle 1\rangle$; о доли ионов, прошедших в этом случае весь путь x без изменения своего начального зарядового состояния, говорит лишь небольшой узкий пик в спектре ионов на левом склоне его основного максимума. Как было показано впервые Нейрманом [3], двугорбая картина энергетического распределения многозарядных ионов при прохождении через вещество является характерным признаком эффекта перезарядки.

Характер энергетического распределения ионов, рассчитанного с учетом перезарядки как в сторону уменьшения, так и в сторону увеличения заряда, оказывается гораздо более сложным, чем в задаче о двух зарядовых состояниях. Интервал энергетических потерь оказывается более широким, форма спектра — более замысловатой и очень чувствительной к соотношению скоростей переходов между различными зарядовыми состояниями иона в процессе торможения. Сравним данные, показанные сплошными кривыми на рис. 1 и 3. Соответствующие им условия прохождения ионов различаются тем, включены или нет в рассмотрение переходы из начального состояния $\langle 1 \rangle$ в состояние $\langle 0 \rangle$ и обратно, причем для состояния $\langle 0 \rangle$ характерно очень сильное торможение. Естественно, их включение приводит к большому уширению спектров на рис. 1 по сравнению с рис. 3 во всех зарядовых фракциях. Вместе с тем в правой части спектров фракций $\langle 1 \rangle$ и $\langle 2 \rangle$ на рис. 1 сохраняется острый максимум, родственный основному максимуму на рис. 3. Интересно, что, будучи связанным с торможением иона в состоянии $\langle 1 \rangle$, этот дополнительный максимум оказывается столь же заметным в спектре фракции $\langle 2 \rangle$, как и в спектре фракции $\langle 1 \rangle$.

Результаты, показанные на рис. 1 штрихами, интересны с другой стороны. При малой скорости обратного перехода из состояний $\langle 0 \rangle$ и $\langle 2 \rangle$ в исходное зарядовое состояние $\langle 1 \rangle$ в спектре фракции $\langle 1 \rangle$ наблюдается особенно четкая двугорбая структура с далеко разнесенными максимумами, соответствующими торможению в состояниях $\langle 1 \rangle$ и $\langle 0 \rangle$. Отметим также эффект широкого плато в правой части спектра фракции $\langle 0 \rangle$.

6. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Недавно Огава и др. [6] провели эксперименты, в которых исследовались энергетические распределения ионов лития с энергией порядка 10 МэВ/нуклон после прохождения углеродной мишени. Установленная в них общая картина изменения формы этих распределений с увеличением пройденного ионом пути полностью соответствует представлениям, которые были изложены выше. В частности, отчетливо просматривается переход от одногорбой картины в случае очень тонкой мишени сначала к распределению с двумя горбами, а затем снова к одногорбому (но уже значительно более широкому) распределению, что характерно для процесса торможения в условиях

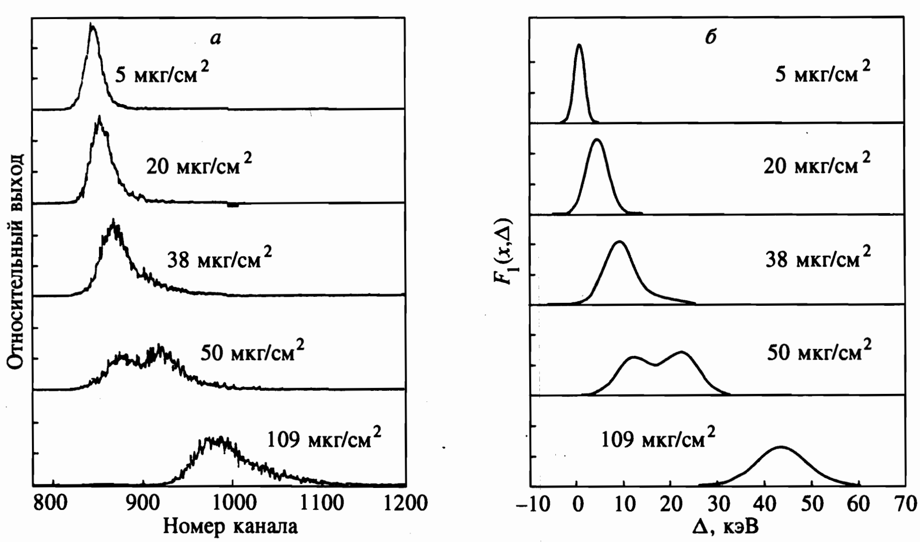


Рис. 4. Энергетические распределения ионов Li^{2+} с начальной энергией $E_0 = 63.4$ МэВ после прохождения тонких углеродных пленок разной толщины; *а* — экспериментальные данные Огава и др. [6] (по оси абсцисс отложен номер канала), *б* — наш расчет (по оси абсцисс отложена потерянная энергия в кэВ)

большого вклада перезарядки. Прослеживая за ослаблением фракции ионов, прошедших весь путь без перезарядки, авторы работы [6] находят парциальные (относящиеся к отдельным зарядовым фракциям) характеристики эффективного торможения ионов в веществе. Однако вопрос о теоретическом описании всей формы полученных распределений, а следовательно, и о методе выделения вклада фракции ионов, прошедших весь путь без перезарядки, остается в работе открытым.

Пользуясь методом, изложенным выше, мы провели соответствующие расчеты. Их результаты для ионов Li^{2+} вместе с экспериментальными результатами работы Огава и др. [6] представлены на рис. 4. Параметры, относящиеся к торможению ионов и к их перезарядке, взяты близкими к оценкам работы [6]: $S(Li^{2+}) = 250$ эВ$\cdot$(мкг/см^2)$^{-1}$, $S(Li^{3+}) = 360$ эВ$\cdot$(мкг/см^2)$^{-1}$, $\sigma(Li^{2+} \to Li^{3+}) = 4\cdot 10^{-18}$ см^2, $\sigma(Li^{3+} \to Li^{2+}) = 2\cdot 10^{-22}$ см^2. Потеря энергии непосредственно в самом акте перезарядки в расчете на один цикл переходов ($Li^{2+} \to Li^{3+} \to Li^{2+}$) оценена, согласно [7], в 5.6 кэВ. Полное сравнение теории с экспериментом затрудняется двумя обстоятельствами. Энергетические распределения ионов, полученные Огава и др., представлены в работе [6] в условной шкале энергий. Кроме того, мы не знаем начального энергетического разброса пучка ионов в эксперименте [6]. Таким образом, параметр стрегглинга $W_1 = W_2 = W$, введенный в расчет в качестве подгоночного параметра, учитывает по существу и собственно стрегглинг, и начальный энергетический разброс пучка. Отметим, что его значение $W = 2.5 \cdot 10^5$ эВ$^2\cdot$(мкг/см^2)$^{-1}$, полученное из подгонки, не доходит до боровского предела, который достигается при асимптотически больших скоростях иона.

Близкое совпадение друг с другом, в основных чертах, теоретических и экспериментальных результатов, на наш взгляд, несомненно.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Процессы взаимодействия быстрых многозарядных ионов с веществом вызывают все возрастающий интерес в самых разных разделах современной физики (см., например, [8–11]) — в физике твердого тела, в атомной и ядерной физике, физике космических лучей и астрофизике, в биофизике. Появление экспериментальных работ, непосредственно направленных на выяснение роли перезарядки в формировании энергетических распределений ионов в этих процессах, а также открывающиеся возможности их адекватного теоретического анализа создают благоприятные предпосылки для целенаправленных дальнейших исследований в этой области.

Положенный в основу данной работы метод связанных интегральных уравнений дает надежный способ исследования кинетики прохождения быстрых многозарядных ионов через вещество с учетом перезарядки. С его помощью становится возможным исследование формы энергетических распределений ионов в различных зарядовых фракциях в зависимости от пройденного пути и от соотношений скоростей переходов между разными зарядовыми состояниями иона без ограничений на число его зарядовых состояний. Одновременно в частном случае двух зарядовых состояний найдено решение задачи об энергетических спектрах ионов в виде компактных аналитических выражений.

Литература

1. P. Sigmund, Nucl. Instr. Meth. B **69**, 113 (1992).
2. A. Närmann and P. Sigmund, Phys. Rev. A **49**, 4709 (1994).
3. A. Närmann, Phys. Rev. A **51**, 548 (1995).
4. L. Landau, J. of Phys. (USSR) **8**, 201 (1944).
5. И. С. Градштейн, И. М. Рыжик, *Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений*, ФМЛ, Москва (1962).
6. H. Ogawa, I. Katayama, I. Sugai et al., Nucl. Instr. Meth. B **115**, 66 (1996).
7. H. Ogawa, I. Katayama, H. Ikegami et al., Phys. Lett. A **160**, 77 (1991).
8. F. Närmann, W. Heiland, R. Manreal et al., Phys. Rev. B **44**, 2003 (1991).
9. H. Bichsel, Rev. Mod. Phys. **60**, 663 (1988).
10. H. Paul and M. J. Berger, in: *Atomic and Molecular Data Needed in Radiotherapy*, IAEA-TECDOC; Vienna (1993), Ch. 7.
11. P. Stavrev, N. Gavrilova-Stavreva, S. Petrov, J. Phys. G **18**, 1833 (1992).