

УДК 539.186

## ОСОБЕННОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ БЫСТРЫХ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ С ТВЕРДЫМ ВЕЩЕСТВОМ И ГАЗОМ

Я.А. Теплова, И.С. Дмитриев, Ю.А. Белкова

(НИИЯФ)

E-mail: teplova@anna19.npi.msu.su

Сечения перезарядки быстрых ионов рассчитываются на основе экспериментально измеренных зарядовых распределений  $F_i$  в ионном пучке после прохождения газовой мишени (азот) и тонких целлюлоидных пленок различной толщины. Приводятся результаты расчетов и измерений зарядовых распределений при скоростях ионов  $V = 3.6$  и  $5.5$  а.е. в зависимости от толщины мишени  $t$ . Анализируется зависимость равновесного заряда  $i_{eq}$  и равновесной толщины  $t_{eq}$  как от скорости и начального зарядового состояния налетающих ионов, так и от толщины и агрегатного состояния мишени.

### Введение

Со времени появления классических работ Бора и Линдхарда [1], Лэмба [2] и ряда других авторов известно, что агрегатное состояние вещества влияет на величину сечений потери и захвата электронов при прохождении ионов через вещество. Установлено, что изменение плотности среды [3, 4] отражается на распределении ионов по зарядам после прохождения газового слоя одинаковой толщины и, как следствие, на величинах среднего заряда и сечений перезарядки.

Аналогичные тенденции были отмечены в работах, посвященных измерению этих параметров после прохождения ионов в твердых веществах [5–13]. Сравнение с «газовыми» величинами показало, что в случае твердых аморфных веществ отличаются как сечения потери, так и сечения захвата электронов (при прочих равных условиях), и эти изменения чувствительны к скорости  $V$  сталкивающихся частиц, к заряду ядер иона  $Z$  и атома среды  $Z_t$ , а также к начальному заряду иона  $i_0$ .

Закономерности изменения сечений сложны и требуют детального рассмотрения процесса столкновений для конкретных ионов, имеющих разное количество связанных электронов. В соответствии с классическими представлениями о взаимодействии тяжелых частиц очевидно, что процесс взаимодействия ионного пучка с твердым веществом сопровождается возбуждением налетающих частиц, которые за время между двумя последовательными столкновениями не успевают перейти в основное состояние из-за большой плотности среды. Это приводит, как правило, к увеличению сечений потери и к уменьшению сечений захвата электронов по сравнению с сечениями для газа.

В последние годы были предприняты попытки установить зависимости сечений потери  $\sigma_{i,i+1}$  и захвата  $\sigma_{i+1,i}$  электрона, зарядовых фракций  $F_i$ , среднего заряда  $\bar{i}$ , равновесной толщины мишени  $t_{eq}$  и других параметров от заряда ядра налетающих

ионов  $Z$ , их скорости  $V$  и материала мишени [14]. Поскольку теоретические модели, достаточно полно описывающие явления перезарядки ионов в твердых телах, отсутствуют, необходимо экспериментально определить основные параметры перезарядки и торможения для возможно более широкого набора ионов при различных энергиях. Особый интерес представляет экспериментальное измерение зарядовых распределений ионов при малых толщинах мишени, так как это позволяет исследовать процесс формирования равновесного зарядового состояния.

### 1. Методы измерений и расчетов

Как и в работах [6, 10], для получения информации о сечениях перезарядки ионов легких элементов в твердых средах были использованы результаты экспериментов по определению зарядовых фракций  $F_i$  ионов легких элементов после прохождения тонких целлюлоидных пленок различной толщины. Пучки ионов  $Be^{2+}$ ,  $B^{2+}$ ,  $N^{3+}$  и  $O^{3+}$  ускорялись в циклотроне до энергии  $E = 0.33$  МэВ/нукл. ( $V = 3.6$  а.е.), а пучки ионов  $B^{3+}$ ,  $N^{4+}$  — до энергии  $E = 0.8$  МэВ/нукл. ( $V = 5.5$  а.е.). Варьирование начального заряда в ионном пучке осуществлялось путем предварительного пропускания ускоренных частиц через тонкие газовые или твердые мишени, потерей энергии в которых можно пренебречь, и последующего выделения необходимого заряда с помощью магнитного поля. Сфокусированный монохроматический пучок ионов пересекал тонкие пленки, имеющие толщину  $t = (0.5-10)$  мкг/см<sup>2</sup>  $\approx (2.5-50) \cdot 10^{16}$  ат./см<sup>2</sup>, и затем магнитный анализатор и счетчики регистрировали полученные зарядовые распределения. Толщина пленок определялась методом фотометрирования [15].

Как известно, распределение ионов по зарядам описывается системой дифференциальных уравнений

$$\frac{dF_i}{dt} = \sum_k F_k \sigma_{ki} - F_i \sum_k \sigma_{ik}, \quad \sum_i F_i = 1, \quad (1)$$

где заряд иона  $i$  может принимать значения от 1 до  $Z$ . Величина  $F_i$  меняется в соответствии с изменением толщины мишени  $t$ . При расчете сечений перезарядки в твердом веществе было принято, что в первом приближении соударениями с одновременной потерей и захватом более чем одного электрона можно пренебречь, тогда систему уравнений (1) можно привести к виду

$$\sum_{j=1}^i \frac{dF_j}{dt} = F_{i+1}\sigma_{i+1,i} - F_i\sigma_{i,i+1}. \quad (2)$$

Из системы (2) непосредственно следует, что для предельного случая  $t \rightarrow \infty$   $dF_i/dt = 0$ , поэтому

$$\frac{\sigma_{i,i+1}}{\sigma_{i+1,i}} = \left( \frac{F_{i+1}}{F_i} \right)_{\infty} = R_i.$$

Окончательно для зарядовых распределений получается система уравнений

$$\sum_{j=1}^i \frac{dF_j}{dt} = \sigma_{i+1,i}(F_{i+1} - R_i F_i). \quad (3)$$

На основе имеющихся экспериментальных данных проводилась конечно-разностная аппроксимация системы линейных дифференциальных уравнений (3). Для последовательных значений толщин  $t_l$ ,  $t_{l+1}$  вычислялись производные

$$\frac{dF_i}{dt} = \frac{F_i(t_{l+1}) - F_i(t_l)}{t_{l+1} - t_l}, \quad F_i = \frac{F(t_{l+1}) + F(t_l)}{2}.$$

Из полученных уравнений вида

$$X_i \sigma_{i+1,i} = Y_i$$

методом наименьших квадратов рассчитывались сечения:

$$\sigma_{i+1,i} = \frac{\sum_i X_i Y_i}{\sum_i X_i^2}, \quad \sigma_{i,i+1} = \sigma_{i+1,i} R_i,$$

где суммирование проводилось по всем рассмотренным значениям начальных зарядов ионов и толщинам мишени.

Полученные «эффективные» значения сечений перезарядки в твердом веществе сравнивались с соответствующими сечениями в азоте, поскольку предполагалось, что целлулоид, имеющий химический состав ( $C_6 H_8 O_9 N_2$ ), приблизительно эквивалентен азоту. Величины сечений потери и захвата электронов различными ионами в азоте опубликованы в работах [16, 17].

## 2. Результаты расчетов и их обсуждение

На основе рассчитанных значений сечений перезарядки анализировались отношения  $A_{\text{cap}} = \sigma_{i,i-1}^g / \sigma_{i,i-1}^s$  и  $A_{\text{loss}} = \sigma_{i-1,i}^g / \sigma_{i-1,i}^s$  сечений захвата  $\sigma_{i,i-1}^g$ ,  $\sigma_{i,i-1}^s$  и сечений потери  $\sigma_{i-1,i}^g$ ,  $\sigma_{i-1,i}^s$  электрона соответственно, где индексы «g» и «s» относятся

к газообразной (азот) и твердой (целлулоид, углерод) среде.

Зависимость  $A_{\text{cap}}$  от заряда ядра налетающих ионов (рис. 1) показывает, что при  $V = 3.6$  а.е. величины  $A_{\text{cap}}$  для захвата электрона в целлулоиде возрастают с ростом  $Z$  от 2.2 для  $Be^{2+}$  до 6.3 для  $O^{7+}$ . При увеличении скорости частиц до  $V = 5.5$  а.е. значения  $A_{\text{cap}}$  для ядер  $B^{5+}$  и  $N^{7+}$  в целлулоиде равняются в среднем  $1.8 \pm 0.8$ . При скорости  $V \approx 10$  а.е. сечения захвата электрона ядрами  $H^+$ ,  $C^{6+}$  и  $O^{8+}$  в углеродной пленке превышают соответствующие сечения в азоте в 1.5 раза, т.е.  $A_{\text{cap}} \sim 1.5 \pm 0.5$  [7–9].

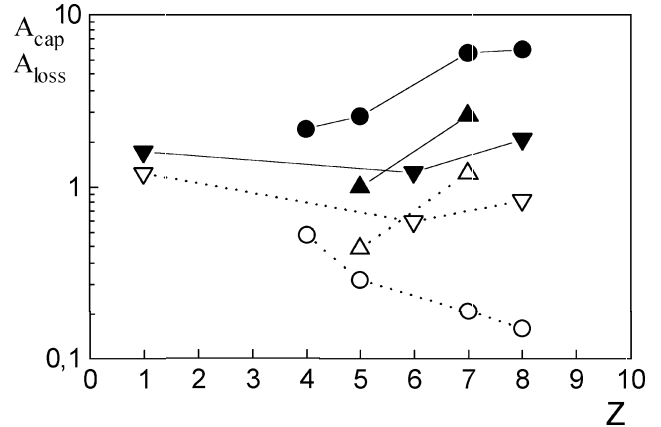


Рис. 1. Зависимость отношений сечений захвата  $A_{\text{cap}} = \sigma_{Z,Z-1}^g / \sigma_{Z,Z-1}^s$  (сплошные линии) и отношений сечений потери электрона  $A_{\text{loss}} = \sigma_{Z-1,Z}^g / \sigma_{Z-1,Z}^s$  (пунктирные линии) от заряда ядра налетающих ионов  $Z$ :  $V = 3.6$  (●, ○), 5.5 (▲, △) и 10 а.е. (▼, ▽). Зачерненные значки относятся к величинам  $A_{\text{cap}}$ , светлые — к  $A_{\text{loss}}$ , линии соединяют экспериментальные точки

Отношение  $A_{\text{loss}}$  сечений потери электрона при  $V = 3.6$  а.е. уменьшается с ростом  $Z$  иона от 0.5 для  $Be^{3+}$  до 0.15 для  $O^{6+}$ . При  $V = 5.5$  а.е. и  $V \approx 10$  а.е. сечение потери электрона в твердом веществе для всех рассмотренных частиц с  $i_0 = Z - 1$  практически не отличается от сечений в азоте:  $A_{\text{loss}} = 0.8 \pm 0.4$ .

Таким образом, прослеживается устойчивая тенденция к уменьшению сечений захвата электрона в твердом веществе по сравнению с газом и обратное соотношение для сечений потери. Если последнее очевидно, то уменьшение сечений захвата электрона, видимо, связано с процессами внутри твердого вещества. Согласно представлениям, изложенным в работе [1], уменьшение сечений захвата электрона в твердом веществе можно объяснить тем, что возбужденные состояния, захват электронов в которые наиболее вероятен, заняты из-за малого времени между столкновениями, и это затрудняет радиационное высвечивание. Для ионов легких элементов такая тенденция наблюдается при скоростях ионов  $V < 4$  а.е. С увеличением  $V$  разница в сечениях для твердых и газообразных сред должна уменьшаться. При  $V = 10$  а.е. в пределах указанных погрешностей  $A_{\text{cap}} \approx A_{\text{loss}} \approx 1$ .

Найденные «эффективные» значения сечений потери и захвата электронов в целлулоиде, а также соответствующие сечения в азоте позволили на основе решения системы уравнений (1) рассчитать зависимость зарядовых фракций  $F_i(t)$  от толщины мишени  $t$  при изменении начального заряда иона  $i_0$ .

Рассчитанные зависимости  $F_i(t)$  согласуются с экспериментальными данными (рис. 2) и позволяют установить основные закономерности формирования равновесных зарядовых распределений внутри вещества. Следует отметить, однако, что при наименьших значениях  $t$  рассчитанные значения  $F_i$  отличаются от результатов эксперимента. Возможно, это связано с необходимостью учета кратных процессов

потери и захвата электрона при малых толщинах мишени, что привело бы к уменьшению  $t_{eq}$ .

Результаты расчетов среднего заряда  $\bar{i} = \sum i F_i$  для ионов бора в целлулоиде при начальных скоростях  $V = 3.6$  и  $5.5$  а.е. (рис. 3) и для ионов азота в целлулоиде и азоте при начальной скорости  $V = 3.6$  а.е. (рис. 4) подтверждают известное утверждение о независимости равновесного значения среднего заряда от начального зарядового состояния ионов  $i_0$  (на приведенных рисунках  $i_0$  равно величине среднего заряда  $\bar{i}$  при  $t = 0$ ).

В каждом конкретном случае равновесный заряд определяется относительной величиной сечений

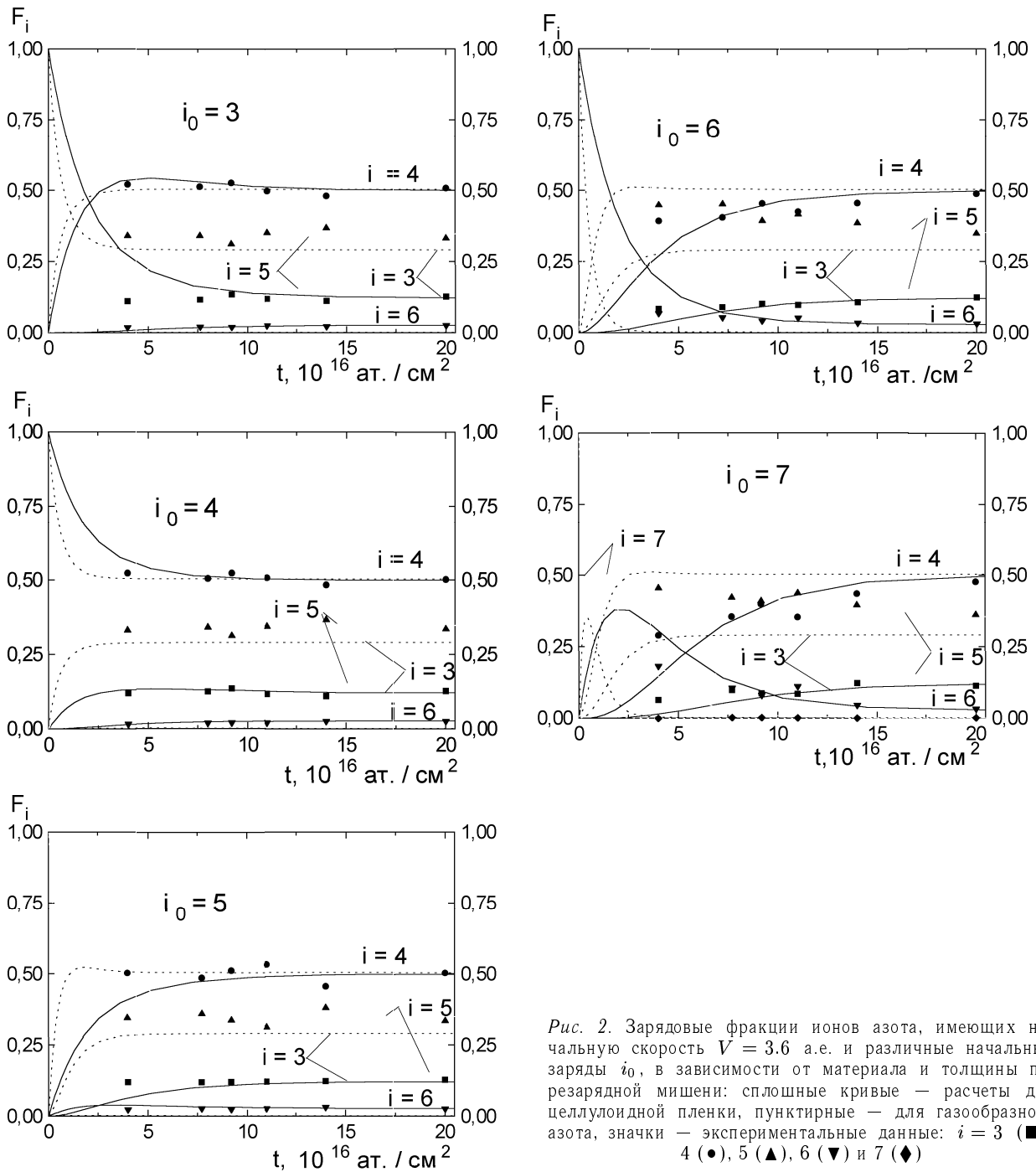


Рис. 2. Зарядовые фракции ионов азота, имеющих начальную скорость  $V = 3.6$  а.е. и различные начальные заряды  $i_0$ , в зависимости от материала и толщины перезарядной мишени: сплошные кривые — расчеты для целлулоидной пленки, пунктирные — для газообразного азота, значки — экспериментальные данные:  $i = 3$  (■),  $4$  (●),  $5$  (▲),  $6$  (▼) и  $7$  (◆)

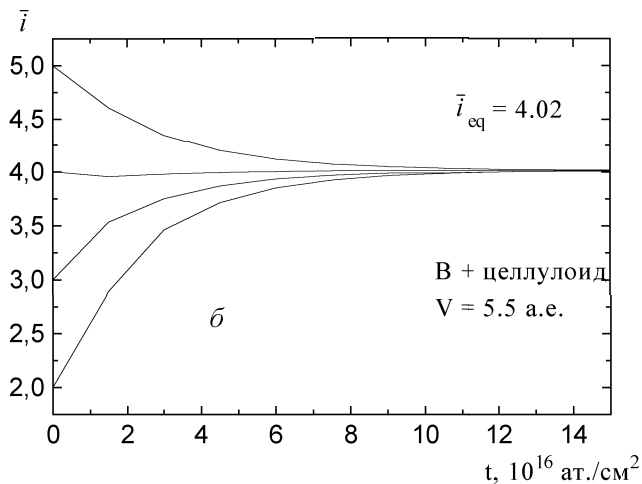
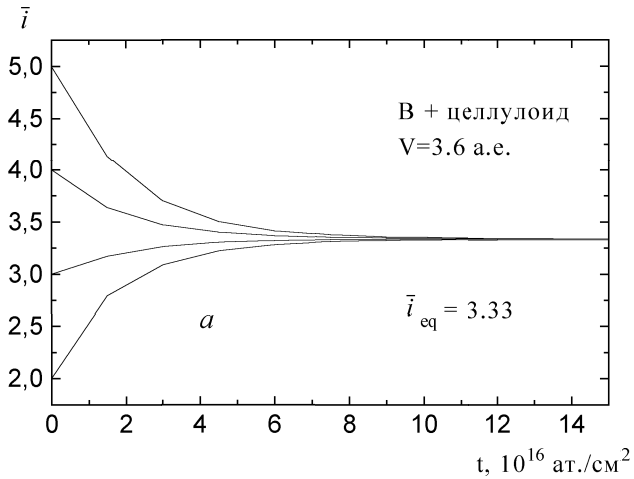


Рис. 3. Зависимость среднего заряда ионов бора от начального зарядового состояния иона  $i_0$  и толщины мишени  $t$  в целлюлоиде для начальной скорости ионов  $V = 3.6$  (а) и  $5.5$  а.е. (б) ( $i_0$  равно  $\bar{i}$  при  $t = 0$ )

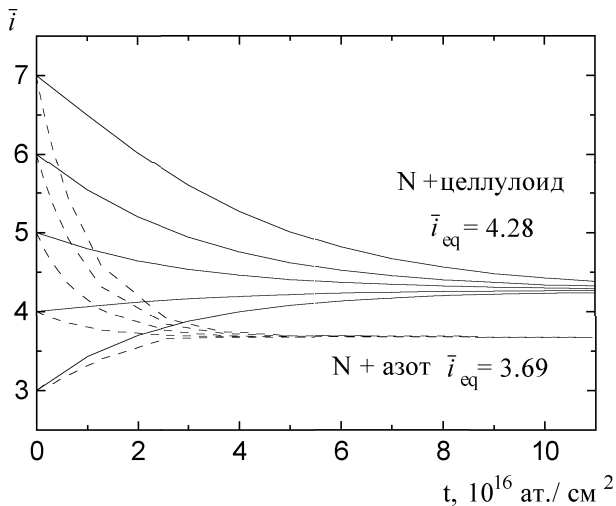


Рис. 4. Зависимость среднего заряда ионов азота с  $V = 3.6$  а.е. от начального зарядового состояния иона  $i_0$  и толщины мишени  $t$  в целлюлоиде (сплошные линии) и в азоте (пунктирные линии) ( $i_0$  равно  $\bar{i}$  при  $t = 0$ )

захвата и потери электрона. Так, для ионов бора с  $V = 3.6$  а.е. в целлюлоиде сечения захвата  $\sigma_{43}$  и  $\sigma_{54}$  и сечения потери электрона  $\sigma_{23}$  и  $\sigma_{34}$  превосходят по величине остальные сечения и соответственно

равновесный заряд равен  $\bar{i}_{eq} = 3.33$  (рис. 3, а). При возрастании скорости бора до  $5.5$  а.е. сечения захвата уменьшаются примерно в 2 раза, а сечения потери увеличиваются примерно в 1.1–1.5 раза, что приводит к соответствующему возрастанию  $\bar{i}_{eq}$  до  $4.02$  (рис. 3, б).

Для ионов азота с  $V = 3.6$  а.е. в целлюлоиде преобладают сечения захвата  $\sigma_{65}$  и  $\sigma_{76}$  и сечения потери электрона  $\sigma_{34}$  и  $\sigma_{45}$  и соответственно равновесный заряд имеет значение  $\bar{i}_{eq} = 4.28$  (рис. 4).

Как уже было отмечено ранее, наличие возбужденных состояний ионов в пучке, проходящем через твердые среды, отвечает за увеличение сечений потери и уменьшение сечений захвата электрона по сравнению с сечениями для газа [5]. Это вызывает соответствующее увеличение среднего заряда ионов при перезарядке в твердых телах по сравнению с перезарядкой в газах при прочих равных условиях. Указанная закономерность хорошо видна на рис. 4, где представлены результаты расчетов среднего заряда ионов азота в целлюлоиде и азоте при начальной скорости  $V = 3.6$  а.е.

Зависимость равновесного среднего заряда от заряда ядра налетающих ионов, представленная на рис. 5, показывает увеличение  $\bar{i}_{eq}$  с возрастанием заряда ядра  $Z$ , а также подтверждает сделанные ранее выводы о возрастании  $\bar{i}_{eq}$  при увеличении начальной скорости ионов и при переходе от газовой мишени к твердотельной.

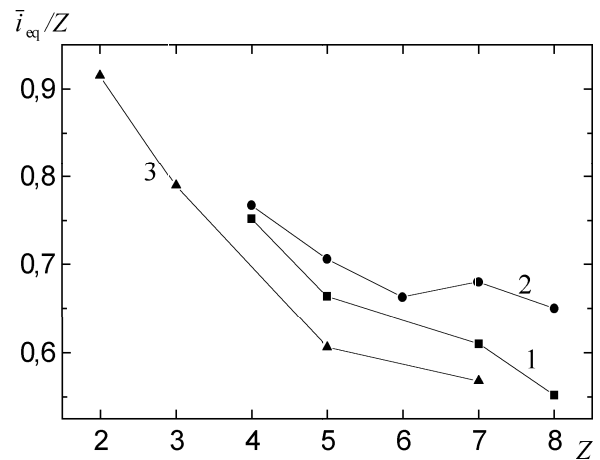


Рис. 5. Зависимость отношения  $\bar{i}_{eq}/Z$  от заряда ядра налетающих ионов: 1 — в целлюлоиде при начальной энергии ионов  $E = 0.33$  МэВ/нукл. ( $V = 3.6$  а.е.), 2 — в углероде при  $E = 0.4$  МэВ/нукл. [14], 3 — в азоте при  $E = 0.33$  МэВ/нукл. ( $V = 3.6$  а.е.)

Таким образом, представленные результаты демонстрируют основные закономерности в формировании среднего заряда:

1. Средний заряд ионов при перезарядке в твердых телах больше среднего заряда ионов в газах при прочих равных условиях.

2. Равновесное значение среднего заряда  $\bar{i}_{eq}$  не зависит от начального зарядового состояния иона как в газовых, так и в твердотельных мишенях.

3. При возрастании начальной скорости ионов  $\bar{i}_{eq}$  увеличивается.

4. Увеличение  $\bar{i}_{eq}$  наблюдается также при возрастании заряда ядра налетающего иона (при равных начальных скоростях и начальном заряде).

Анализируя результаты, приведенные на рис. 2, 3 и 4, можно установить зависимость толщины мишени  $t_{eq}$ , при которой устанавливается равновесное распределение по зарядам, от основных параметров взаимодействия ионов с мишенями.

Значение равновесной толщины  $t_{eq}$  существенно зависит от начального заряда ионов  $i_0$  и имеет минимальное значение для  $i_0 \approx \bar{i}_{eq}$  [4]. Результаты расчетов  $t_{eq}$  для ионов бора и азота с различными  $i_0$ , проходящих через целлулоидную мишень при различных начальных скоростях, приведены на рис. 6 и 7. При расчетах равновесие по зарядам считалось установившимся, когда средний заряд отличался от  $\bar{i}_{eq}$  не более чем на 3%.

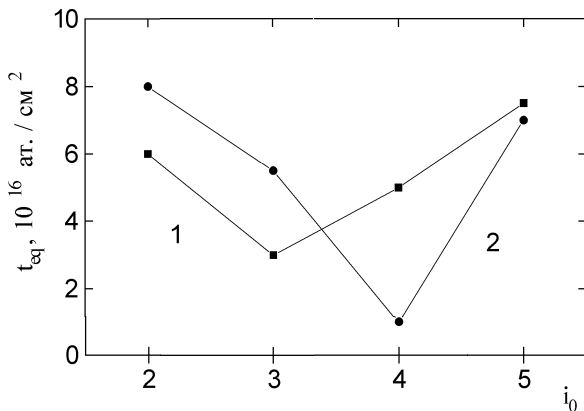


Рис. 6. Равновесная толщина целлулоидной мишени  $t$  для налетающих ионов бора в зависимости от начального зарядового состояния ионов при начальной скорости ионов  $V = 3.6$  (1) и 5.5 а.е. (2)

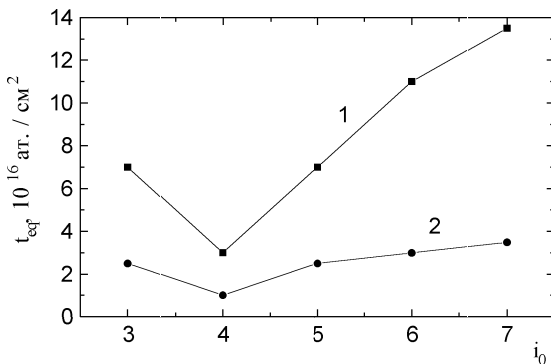


Рис. 7. Равновесная толщина мишени  $t$  для ионов азота, имеющих скорость  $V = 3.6$  а.е., в зависимости от начального зарядового состояния налетающих ионов: 1 — целлулоидная мишень, 2 — газообразный азот

Из рис. 6 видно, что для ионов бора с начальной скоростью  $V = 3.6$  а.е. величина  $t_{eq}$  имеет минимальное значение, когда начальный заряд  $i_0 = 3$ , что близко к  $\bar{i}_{eq} = 3.33$ . При скорости ионов  $V = 5.5$  а.е. значение  $t_{eq}$  минимально при  $i_0 = 4$ , что почти точно совпадает с  $\bar{i}_{eq} = 4.02$ . Для изучения зависимости  $t_{eq}$

от скорости налетающих ионов необходимо использование большего количества экспериментальных данных.

Для ионов азота, имеющих начальную скорость  $V = 3.6$  а.е., минимальное значение  $t_{eq}$  соответствует начальному заряду  $i_0 = 4$ , близкому к  $\bar{i}_{eq} = 4.28$  (рис. 7). В газовых мишенях величина равновесной толщины  $t_{eq}$  меньше, чем в целлулоиде, для всех  $i_0$ . При этом величина  $t_{eq}$  по-прежнему минимальна для начального заряда  $i_0 = 4$ , поскольку равновесный средний заряд в этом случае равен  $\bar{i}_{eq} = 3.69$ .

### Заключение

Таким образом, расчет сечений перезарядки ионов, проведенный на основе экспериментальных измерений зарядовых фракций при прохождении ионов с  $Z > 2$  через твердые и газообразные вещества, позволяет определить основные параметры торможения ионов, что остается актуальной задачей и требует дальнейшего исследования.

Целесообразно продолжить аналогичные исследования при большой скорости ионов, так как это позволяет уменьшить трудности в проведении эксперимента с тонкими пленками, а неравновесные процессы при прохождении частиц могут наблюдаться и при толщинах пленок больших, чем в настоящем эксперименте. Продолжение измерений в области малых скоростей также желательно, поскольку при этом возможна регистрация немонотонной зависимости сечений перезарядки от заряда ядра налетающих ионов вследствие оболочечного строения ионов. Экспериментальных трудностей, связанных с изготовлением тонких самоподдерживающихся пленок, можно избежать, если исследовать рассеяние ионов, падающих на поверхность мишени под скользящим углом.

При наличии большего объема экспериментальных данных на основе предложенного простого подхода к расчету сечений перезарядки ионов с  $Z < 10$  в аморфных твердых средах возможно развитие несложных аналитических методов оценки параметров торможения, необходимых для расчетов потерь энергии ионов.

### Литература

1. Bohr N., Lindhard J. // Kgl. Dansk. Vid. Selsk. Mat. Fys. Med. 1954. **28**, No. 7. P. 1.
2. Lamb W.E. Jr. // Phys. Rev. 1940. **58**. P. 696.
3. Николаев В.С., Дмитриев И.С., Теплова Я.А., Фатеева Л.Н. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1963. **27**, № 8. С. 1078.
4. Ryding G., Betz H.D., Wittkower A.B. // Phys. Rev. Lett. 1970. **24**. P. 123.
5. Теплова Я.А., Дмитриев И.С., Николаев В.С. // J. Phys. B. 1971. **4**. P. L70.
6. Дмитриев И.С., Николаев В.С., Теплова Я.А. // Взаимодействие частиц в веществе и на поверхности твердого тела. Ташкент: «ФАН», 1972. С. 114.

7. *Sofield C.J., Cowern N.B.E., Draper J. et al.* // Nucl. Instrum. and Meth. 1980. **170**. P. 257.
8. *Woods C.J., Sofield C.J., Cowern N.B.E. et al.* // J. Phys. B. 1984. **17**. P. 867.
9. *Gaillard V.J., Poizat C.J., Ratkowski A. et al.* // Phys. Rev. 1977. **A16**. P. 2323.
10. *Теплова Я.А., Дмитриев И.С.* // Изв. АН. СССР, сер. физ. 1998. **62**, № 4. С. 786.
11. *Zaikov V.P., Kralkina E.A., Nikolaev V.S. et al.* // Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. 1986. **B17**. P. 97.
12. *Tordoir X., Bastin T., Dumont P.-D., Garnir H.P.* // Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. 2001. **B173**. P. 275.
13. *Maynard G., Chabot M., Gardes D.* // Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. 2000. **B164–165**. P. 139.
14. *Shima K., Kuno N., Yuamanouchi M., Tawara H.* Res. Rep. NIFS-DATA. Series NIFS-DATA-10. 1991. Nagoya, Japan.
15. *Дмитриев И.С., Теплова Я.А., Николаев В.С., Фатеева Л.Н.* // Приб. и техн. эксперимента. 1959. **6**. С. 131.
16. *Betz H.D.* // Rev. Mod. Phys. 1972. **44**. P. 465.
17. *Николаев В.С.* // УФН. 1965. **85**. С. 679.

Поступила в редакцию  
19.12.01

УДК 537.534.74; 537.533.74

## СРЕДНИЙ ЗАРЯД МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ В НЕРАВНОВЕСНОМ РЕЖИМЕ ИХ ПРОХОЖДЕНИЯ ЧЕРЕЗ ВЕЩЕСТВО

В.В. Балашов, А.В. Бибииков, И.В. Бодренко

(НИИЯФ)

E-mail: balvse@anna19.npi.msu.su

**В рамках предложенного авторами ранее метода связанных кинетических уравнений исследовано поведение средних (эффективных) зарядов быстрых многозарядных ионов в неравновесном режиме прохождения через вещество. Расчеты параметров торможения быстрых ионов кислорода в тонких углеродных пленках находятся в согласии с недавно полученными экспериментальными данными.**

### Введение

Главной особенностью процесса прохождения многозарядных ионов через вещество является непрерывный обмен электронами между движущимся ионом и средой [1]. В толстых мишенях между различными зарядовыми фракциями проходящего пучка устанавливается динамическое равновесие, характер которого определяется скоростями переходов между ними; в этом случае процесс торможения можно описать небольшим числом усредненных параметров, таких, как средний равновесный заряд иона, величина которых не зависит от начального зарядового состояния пучка на входе в мишень. В случае предравновесного режима прохождения через вещество, при котором кинетика торможения неотделима от формирования самого распределения между различными зарядовыми фракциями, вопрос оказывается более сложным. В его разработку большой вклад внесла группа В.С. Николаева, выполнившая в НИИЯФ МГУ, начиная с 1960-х гг. [2], серию экспериментальных и теоретических исследований, относящихся к концепции среднего заряда ионов в веществе. Среди них особое место заняли измерения, позволившие сопоставить друг с другом средний заряд пучка ионов, определяемый по соотношению статистических весов его зарядовых фракций, и, с другой стороны, «эффективный» (эк-

вивалентный) заряд, вычисляемый на основании средней тормозной способности вещества мишени по отношению к проходящему пучку [3].

В 1970-е гг. Винтербоном [4], а позднее и другими авторами [5, 6] были предложены последовательные подходы к расчету основных характеристик процесса прохождения быстрых многозарядных ионов через вещество в неравновесном режиме. В рамках этих подходов концепция среднего заряда пучка ионов допускает ясное толкование, а сами значения среднего заряда могут быть вычислены с помощью вполне определенных алгоритмов, коль скоро известны эффективные сечения (скорости) элементарных процессов, отвечающих за торможение и перезарядку. В настоящей работе на основе сформулированного ранее авторами подхода к единому описанию торможения и перезарядки в рамках диффузионного приближения [6] выполнены количественные расчеты средних зарядов ионов и с их помощью прослежен процесс установления равновесия между зарядовыми фракциями проходящего пучка в типичных условиях экспериментов последнего времени.

### 1. Теория

Пусть  $\Delta = E_0 - E$  — энергия, потерянная ионом на расстоянии  $t$  от входа в мишень, а  $F_i(\Delta, t)$  при  $i = 1, \dots, N$  — ее распределения для каждой из