

ИССЛЕДОВАНИЕ СЕЧЕНИЙ ОБРАЗОВАНИЯ И РАЗРУШЕНИЯ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ БОРА

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

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

Поступила в редакцию 5 мая 1999 г.

Измерены сечения $\sigma_{i,i+m}$ и $\sigma_{i,i-m}$ потери и захвата электронов ионами и атомами бора в H_2 , He, N_2 , Ne, Ag и Xe при скоростях $V = 1.19$ и 1.83 ат.ед. Проведен анализ известных экспериментальных данных об этих сечениях в области скоростей вблизи максимума сечений. Установлено, что сечения потери электрона описываются полученной ранее в приближении свободных столкновений формулой, в которой учитываются особенности как иона, так и атома среды. С увеличением ядерного заряда атомов среды Z_t сечения изменяются немонотонно, возрастая в среднем как $Z_t^{1/2}$. Для процесса захвата электрона ионами с малыми зарядами i предложена основанная на модели независимых электронов формула, описывающая зависимость сечений $\sigma_{i,i-1}$ захвата электрона от средней энергии связи электрона в ионе с зарядом $i-1$. Полное сечение $\sigma_{i,i-1}$ захвата электрона пропорционально количеству вакансий в ближайшей к ядру незаполненной электронной оболочке. При этом с увеличением Z_t сечения $\sigma_{i,i-1}$, возрастая в среднем как $Z_t^{1/3}$, изменяются существенно немонотонно.

PACS: 34.50.Fa; 34.50.Gb; 34.70.+e

1. ВВЕДЕНИЕ

Задачей настоящего исследования является получение новых экспериментальных данных о сечениях потери и захвата электронов быстрыми атомными частицами с минимальной энергией связи внешних электронов, в том числе отрицательных ионов, в различных средах с целью установления закономерностей в зависимости этих сечений от заряда ядер атомов среды Z_t и энергии связи I_{nl} удаляемых или захватываемых электронов. Поскольку быстрые отрицательные ионы легко преобразуются в нейтральные атомы, изучение их свойств представляет значительный интерес для ряда областей физики. Эти данные нужны при реализации процесса инжекции тяжелых ионов в ускорители, а также при исследовании различных процессов в высокотемпературной плазме [1].

В настоящей работе проведены измерения сечений потери и захвата одного и нескольких электронов быстрыми атомами, отрицательными и положительными ионами бора со скоростями $V = 1.19V_0$ и $1.83V_0$. (где $V_0 = 2.19 \cdot 10^8$ см/с) при их прохождении через газы H_2 , He, N_2 , Ne, Ag и Xe. Проведен анализ известных из литературы аналогичных сечений для ряда других ионов с минимальной энергией связи внешних электронов. Полученные данные позволят проводить надежные оценки соответствующих сечений для других ионов и сред, для которых нет прямых измерений. В дальнейшем изложении скорости ионов V даны в атомных единицах V_0 .

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Сечения потери и захвата электронов ионами и атомами бора были определены на экспериментальной установке, описанной ранее в [2, 3]. В ионный источник циклотрона вводилось летучее соединение бора BBr_3 с упругостью пара при комнатной температуре около 8 кПа, достаточной для работы ионного источника. Ускоренные в 72-сантиметровом циклотроне однозарядные ионы бора $^{11}B^+$ с энергиями $E = 35$ и 83 кэВ/нуклон, т.е. со скоростями $V = 1.19$ и 1.83, направлялись в перезарядное устройство, в котором первичные ионы B^+ были преобразованы в пучки ионов бора B^i с зарядами $i = -1, 0, 1$ и 2. Атомы и отрицательные ионы бора были получены при перезарядке ионов B^+ в тонкой гелиевой мишени. Поскольку вероятность образования этих частиц быстро уменьшалась с ростом скорости V , интенсивность их потока корректировалась изменением давления газа в гелиевой мишени. Для получения максимального количества отрицательных ионов бора B^- слой газа в этой мишени при возрастании скорости в 1.5 раза был увеличен с $1.5 \cdot 10^{15}$ до $3 \cdot 10^{15}$ ат./см². При этом количество ионов B^- в области регистрирующего устройства изменялось от 10–50 при $V = 1.19$ до 2–5 частиц в секунду при $V = 1.83$. Интенсивность потока атомов B^0 устанавливалась на уровне $\sim 10^3$ частиц в секунду. При работе с пучками атомов бора B^0 заряженные компоненты B^+ и B^- отклонялись электростатическим анализатором.

Образованные в результате перезарядки пучки ионов бора с различными зарядами i поочередно направлялись в камеру столкновений, представлявшую собой цилиндр длиной 24 см с входным и выходными каналами высотой 0.5 см, шириной 0.1–0.2 см и длиной 2.6 см. Давление газов H_2 , He, N_2 , Ne, Ar и Xe, напускаемых в центр камеры столкновений, определялось с точностью до 10% ионизационными манометрами, градуированными для разных газов по компрессионному манометру. Распределение ионов бора по зарядам после прохождения камеры столкновений измерялось с помощью системы регистрации, состоящей из магнитного анализатора и счетчиков, при двух-трех значениях давления газа в камере. Напряженность поля анализирующего магнита устанавливалась такой, чтобы в среднюю часть каждого счетчика попадали частицы только одного заряда. Из полученных зарядовых распределений методом, описанным в работе [2], были найдены величины сечений $\sigma_{i,i+m}$ и $\sigma_{i,i-m}$ потери и захвата одного и нескольких электронов. Ошибки при определении сечений складывались главным образом из погрешностей в определении толщины слоя газа в камере столкновений ($\sim 10\%$) и статистического разброса результатов нескольких серий измерений и составили в среднем 10–15% для сечений потери и захвата одного электрона, 20–30% — двух электронов и около 50% — трех электронов. При скорости $V = 1.83$ ошибка в определении сечений $\sigma_{1,-1}$ доходила до 50–100%, т.е. в некоторых случаях был получен только верхний предел этих величин.

Ранее сечения потери и захвата электронов положительно заряженными ионами бора при этих скоростях были измерены в атомарном (H) и молекулярном (H_2) водороде [4] и в He, N_2 , Ar, а также в Kr в [2, 5–7]. Все сечения $\sigma_{i,i+m}$ для отрицательных ионов и атомов бора, а также сечения для положительных ионов бора в Ne и в Xe определены впервые. Полученные сечения $\sigma_{i,i\pm m}$ приведены в табл. 1 и 2. При этом, поскольку измеренные в настоящей работе и в работах [1, 5–6] величины сечений совпали в пределах 20–30%, в таблицах приведены усредненные величины соответствующих сечений.

Таблица 1

Сечения $\sigma_{i,i+m}$ потери электронов (в единицах $10^{-16} \text{см}^2/\text{ат.}$)

| $i, i+m$ | H ₂ | He | N ₂ | Ne | Ar | Kr | Xe |
|------------|----------------|-------|----------------|-------|------|------|------|
| $V = 1.19$ | | | | | | | |
| -1, 0 | 10.0 | 6.3 | 10.0 | 17.0 | 30.0 | — | 70.0 |
| -1, 1 | 2.8 | 2.5 | 5.0 | 10.0 | 14.0 | — | 23.0 |
| -1, 2 | 0.2 | 0.3 | 1.3 | 0.75 | 2.2 | — | 4.4 |
| 0, 1 | 2.3 | 2.0 | 5.0 | 2.2 | 10.0 | 14.0 | 10.0 |
| 0, 2 | 0.2 | 0.3 | 1.0 | 0.3 | 1.3 | — | 0.8 |
| 0, 3 | — | 0.05 | 0.04 | — | 0.01 | — | — |
| 1, 2 | 0.8 | 1.0 | 2.0 | 0.7 | 3.0 | 3.2 | 2.3 |
| 1, 3 | 0.015 | 0.02 | 0.05 | 0.02 | 0.10 | 0.05 | 0.03 |
| 2, 3 | 0.12 | 0.18 | 0.15 | 0.01 | 0.3 | 0.28 | 0.2 |
| $V = 1.83$ | | | | | | | |
| -1, 0 | 4.0 | 4.0 | 6.6 | 11.2 | 14.0 | — | 23.0 |
| -1, 1 | 1.6 | 1.7 | 3.8 | 4.0 | 9.0 | — | 10.0 |
| -1, 2 | 0.30 | 0.15 | 0.64 | 0.35 | 2.6 | — | 1.15 |
| 0, 1 | 2.8 | 3.0 | 5.6 | 6.3 | 13.0 | 19.0 | 14.0 |
| 0, 2 | 0.20 | 0.30 | 1.4 | 1.1 | 3.2 | — | 3.3 |
| 0, 3 | 0.002 | 0.002 | 0.1 | 0.035 | 0.16 | — | 0.11 |
| 1, 2 | 0.7 | 1.4 | 2.5 | 2.3 | 6.0 | 5.0 | 6.3 |
| 1, 3 | 0.014 | 0.022 | 0.17 | 0.12 | 0.43 | 0.18 | 0.25 |
| 2, 3 | 0.18 | 0.35 | 0.54 | 0.4 | 1.2 | 1.1 | 1.0 |
| 2, 4 | — | 0.001 | 0.003 | 0.01 | — | — | — |

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

3.1. Сечения потери электронов

Потеря одного и нескольких электронов многоэлектронной частицей является результатом потери отдельных nl -электронов. Полное сечение удаления фиксированного электрона из оболочки с квантовыми числами n и l при произвольных состояниях остальных электронов назовем сечением потери отдельного электрона σ_{nl} . В случае, когда можно пренебречь вероятностью оже-перехода при заполнении вакансии во внутренних оболочках, значение σ_{nl} может быть представлено в виде [8]

$$\sigma_{nl} = q_{nl}^{-1} \left[S_i - \sum q_{nl}^{in} \sigma_{nl}^{in} \right], \quad (1)$$

где q_{nl} и q_{nl}^{in} — количество электронов во внешней и внутренних оболочках иона, а $S_i = \sum m \sigma_{i,i+m}$. Сумма S_i характеризует увеличение заряда иона (атома) в результате столкновения с атомами среды. В работах по изучению ионизации атомов среды различными частицами величина аналогичная S_i именуется полным сечением ионизации и совпадает с сечением образования свободных электронов [9].

Таблица 2

Сечения $\sigma_{i,i-m}$ захвата электронов (в единицах $10^{-16} \text{см}^2/\text{ат.}$)

| $i, i-m$ | H ₂ | He | N ₂ | Ne | Ar | Kr | Xe |
|------------|----------------|--------|----------------|--------|-------|-------|-------|
| $V = 1.19$ | | | | | | | |
| 0, -1 | 0.08 | 0.05 | 0.05 | 0.045 | 0.09 | — | 0.1 |
| 1, 0 | 1.6 | 1.0 | 1.0 | 0.65 | 2.5 | 2.76 | 2.8 |
| 1, -1 | 0.005 | 0.003 | 0.005 | 0.0025 | 0.01 | — | 0.025 |
| 2, 1 | 4.3 | 4.0 | 6.2 | 2.0 | 10.0 | 15.0 | 13.0 |
| 2, 0 | 0.35 | 0.4 | 0.3 | 0.1 | 0.6 | 0.83 | 2.5 |
| 3, 2 | 5.5 | — | — | — | — | — | — |
| 3, 1 | 1.3 | — | — | — | — | — | — |
| 4, 3 | 0.06 | — | — | — | — | — | — |
| $V = 1.83$ | | | | | | | |
| 1, -1 | 0.025 | 0.035 | 0.025 | 0.04 | 0.045 | — | 0.1 |
| 1, 0 | 0.5 | 0.5 | 0.50 | 0.4 | 0.95 | 1.6 | 1.6 |
| 1, -1 | 0.001 | 0.0016 | 0.001 | 0.004 | 0.01 | — | — |
| 2, 1 | 1.5 | 2.2 | 2.4 | 1.5 | 5.0 | 6.6 | 6.3 |
| 2, 0 | 0.04 | 0.03 | 0.045 | 0.04 | 0.14 | 0.28 | 0.3 |
| 3, 2 | 2.7 | 3.2 | 5.0 | 3.5 | 10.0 | 11.0 | 10.0 |
| 3, 1 | 0.25 | 0.25 | 0.55 | 0.4 | 1.3 | 2.4 | 2.0 |
| 3, 0 | — | — | 0.03 | — | — | 0.063 | 0.06 |
| 4, 3 | 5.0 | 5.0 | 6.3 | 6.5 | 14.0 | — | — |
| 4, 2 | 0.2 | 0.3 | 0.9 | 0.06 | 2.0 | — | — |

Анализ экспериментальных сечений $\sigma_{i,i+m}$ потери электронов ионами легких элементов с ядерным зарядом $Z \leq 18$ и с числом электронов $N = Z - i$ от 1 до 17 показал [10], что при заданных квантовых числах nl , энергии связи электронов I_{nl} и относительной скорости ионов V сечение σ_{nl} для ионов с различным числом электронов N практически не зависит от q_{nl} . Это обстоятельство и позволяет из экспериментальных значений $\sigma_{i,i+m}$ для одних ионов получать значения σ_{nl} для других ионов. Отсутствие зависимости величины σ_{nl} от q_{nl} при фиксированных nl , I_{nl} и V соответствует результатам расчетов по модели независимой потери электронов, в рамках которой средняя вероятность и сечение удаления каждого из электронов не зависят от присутствия в ионе других электронов. При этом сечения потери отдельного электрона σ_{nl} и сечение $\sigma_{i,i+m}$ потери m -электронов из внешней оболочки с q_{nl} электронами имеют вид [7, 10, 11]

$$\sigma_{nl} = \int W_{nl}(p) dp, \quad (2)$$

$$\sigma_{i,i+m} = C_q^m \int W_{nl}^m(p) [1 - W_{nl}(p)]^{q-m} dp,$$

где p — параметр удара, $W_{nl}(p)$ — вероятность удаления отдельного электрона, $C_q^m = q! / m!(q-m)!$. Выражения, подобные (2), получены для сечений $\sigma_{i,i+m}$ потери

электронов из K - и L -оболочек и используются при полуклассических расчетах ионизации внутренних оболочек [12].

Особенностью сечений потери электронов отрицательными ионами бора является значительный вклад сечений кратной ионизации $\sigma_{-1,-1+m}$ ($m > 1$) в полное сечение ионизации S_{-1} . Доля этого вклада определяется величиной $R_i = 1 - [\sigma_{i,i-1}/S_i]$, которая для ионов B^- составляет $R_{-1} = 0.50 \pm 0.05$. В то же время для атомов B^0 и ионов B^+ вклады кратной ионизации в полное сечение ионизации значительно меньше и составляют в среднем $R_0 = 0.25 \pm 0.10$ для B^0 и $R_1 = 0.05 \pm 0.01$ для B^+ .

Из экспериментальных сечений $\sigma_{i,i+m}$ при учете возможности потери электронов из внутренних оболочек по формуле (1) были найдены величины сечений σ_{nl} потери отдельных nl -электронов из внешних оболочек $1s$, $2s$ и $2p$. Сечения потери внутренних $1s$ -электронов при этом принимались равными сечениям потери электрона водородоподобными частицами с такой же энергией связи электронов, как и в рассматриваемом ионе (атоме). Значения сечений σ_{2s} считались равными сечениям потери $2s$ -электронов литие- и бериллиепоподобными ионами при тех же энергиях связи электронов. Значения I_{nl} были взяты из [13].

Вычисленные в борновском приближении величины сечений σ_{1s} и σ_{2s} потери K -электронов водородоподобными и гелиеподобными ионами при прохождении быстрых частиц через водород, гелий и азот [14–16] и экспериментальные сечения σ_{nl} потери электрона отрицательными ионами H^- и атомами H^0 водорода [17], отрицательными ионами лития Li^- [18], а также положительными ионами легких элементов в более тяжелых средах [10], позволили установить зависимость сечений σ_{nl} от I_{nl} в области $I_{nl} = (0.1-10)I_0$ ($I_0 = 13.6$ эВ).

В области $I_{nl} \leq I_0$, где борновское приближение совпадает с приближением свободных столкновений [19], сечения слабо изменяются при изменении I_{nl} , при этом величина отношения σ_{1s}/σ_{2s} отличается от единицы не более чем на 20% [16]. В области $I_{nl} > I_0$ сечения σ_{nl} быстро убывают с ростом I_{nl} . На основании полученной зависимости σ_{nl} от I_{nl} в различных средах была проведена оценка величин Δ вклада сечений потери электронов из внутренних оболочек, $\sum q_{nl}^{in} \sigma_{nl}^{in}$, в полное сечение ионизации ионов бора $S_i = m\sigma_{i,i+m}$. В среднем величины Δ составили примерно 20%, 50%, (3–5)% и $\leq 1\%$ для B^- , B^0 , B^+ и B^{2+} соответственно.

Полученные зависимости сечений σ_{nl} потери внешних $2s$ - (для ионов B^- и атомов B^0) и $2p$ - (для ионов B^+ и B^{2+}) электронов при прохождении быстрых атомов и ионов бора через газообразные среды со скоростями $V = 1.19$ и 1.83 от ядерного заряда атомов среды Z_t представлены на рис. 1. С ростом Z_t сечения σ_i возрастают пропорционально Z_t^k . При $V = 1.19$ показатель k максимален для отрицательных ионов B^- ($k \approx 0.5$) и уменьшается до $k \approx 0.4$ для атомов B^0 и до $k \approx 0.2-0.15$ для ионов B^+ и B^{2+} . При $V = 1.83$ для всех ионов $k \approx 0.5$. С ростом числа удаляемых электронов m и уменьшением V существенно увеличивается отклонение зависимости $\sigma_i(Z_t)$ от монотонной. В частности, при $V = 1.83$ сечения σ_2 для ионов B^{2+} в неоне приблизительно в 10 раз меньше соответствующих величин в азоте и аргоне.

Как показано в [6], значения скорости V_{max} , при которой сечения потери электрона максимальны, могут быть найдены из соотношения $V_{max} \sim \gamma U_i$, где U_i — средняя орбитальная скорость теряемого электрона. С ростом Z_t коэффициент γ увеличивается от $\gamma \approx 1.3$ в гелии до $\gamma \approx 2$ в криптоне. В соответствии с этим максимальные значения сечений потери электрона ионами B^- должны наблюдаться при $V_{max} \approx 0.3$. Наибольшие значения сечений потери электрона атомами B^0 достигаются при $V_{max} \approx 1.5$, а для

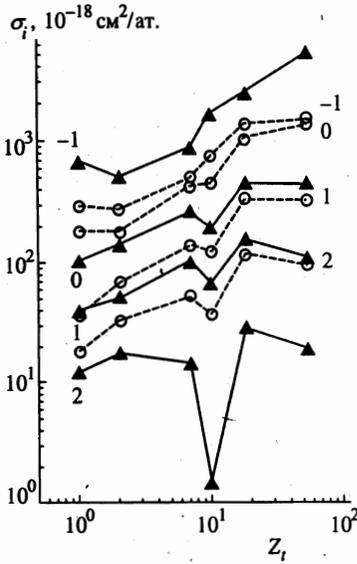


Рис. 1

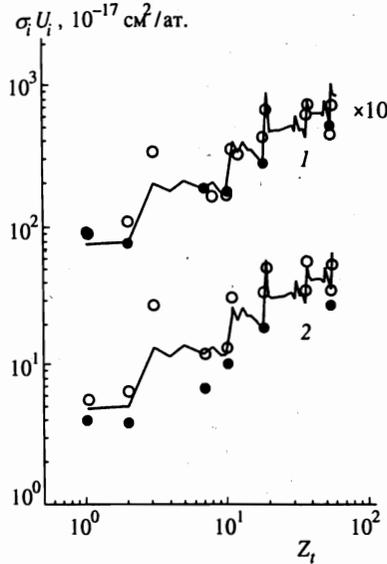


Рис. 2

Рис. 1. Зависимости сечений σ_i потери отдельного электрона ионами и атомами бора от Z_t при скорости $V = 1.19$ (сплошные линии и черные точки) и при $V = 1.83$ (штриховые линии и светлые точки). Значения заряда ионов i указаны около кривых

Рис. 2. Зависимости величин $\sigma_i U_i$ от Z_t для отрицательных ионов бора B^- (черные точки) и водорода H^- (светлые точки). Сплошные линии — расчет по формуле (3); 1 — $V = 1.19$; 2 — $V = 1.83$

положительных ионов B^+ и B^{2+} — при $V_{max} \approx 2-3$. Полученные в настоящей работе сечения σ_i для атомов и ионов бора с зарядами $i = 0, 1$ и 2 , несколько увеличиваются, а для отрицательных ионов уменьшаются с ростом V .

Ранее при исследовании сечений потери электрона отрицательными ионами и атомами водорода было показано [20], что зависимость сечений σ_i от Z_t является ступенчатой. Резкое увеличение сечений σ_i потери электрона водородными частицами в парах щелочных металлов по сравнению с соответствующими сечениями в инертных газах вызывается меньшей экранировкой внешними электронами кулоновского поля ядра атомов щелочных металлов. Для описания зависимости σ_i от Z_t в [20] была предложена полуэмпирическая формула, в которой учитываются особенности как иона, так и атома среды:

$$\sigma_i = \pi a_0^2 Z_t^\alpha / V U_i U(Z_t), \tag{3}$$

где $U_i = \sqrt{I_i/I_0}$ и $U(Z_t) = \sqrt{I(Z_t)/I_0}$ — значения средних орбитальных скоростей электронов в ионе и атоме среды, $I(Z_t)$ — потенциал ионизации атомов среды. В области $V \approx 1-2$ значение показателя α принято равным 0.5.

Формула (3), полученная в приближении свободных столкновений, является модификацией известной формулы Бора для описания потери слабосвязанного электрона в средах с $Z_t \geq V/2$ и применима в области скоростей ионов $V \geq (1-2)U_i$, где сечения сравнительно медленно убывают с ростом V как V^{-1} .

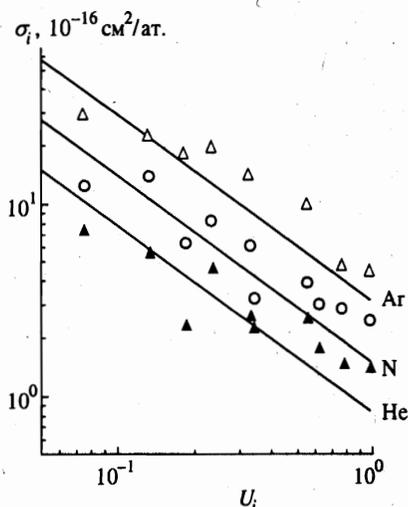


Рис. 3. Зависимости сечения σ_i потери электрона ионами легких элементов при $V = 1.19$ от U_i в гелии (черные треугольники), в азоте (светлые кружки) и в аргоне (светлые треугольники). Прямые линии — расчет по формуле (3)

В соответствии с (3) величина произведения $\sigma_i U_i$ при одинаковых значениях $U(Z_t)$ и V должна быть одинаковой для различных ионов. Действительно, при $V = 1.19$ измеренные и вычисленные величины $\sigma_i U_i$ для ионов B^- и H^- совпадают во всех средах в пределах 20–30% (за исключением ионов H^- в литии, где экспериментальные величины $\sigma_i U_i$ в 1.5–2 раза выше вычисленных). При $V = 1.83$ значения измеренных величин $\sigma_i U_i$ для ионов B^- в среднем на 30–40% меньше соответствующих вычисленных и экспериментальных величин для ионов H^- (рис. 2).

Сечения потери электронов отрицательными ионами легких элементов в области скоростей ионов $V \approx 1-2$ кроме рассмотренных ионов водорода и бора известны для метастабильных ионов гелия в состоянии $He^{m-}(1s2s2p)$ [21], ионов лития $Li^-(1s^22s^2)$ [18, 22], углерода $C^-(1s^22s^22p^3)$ и кислорода $O^-(1s^22s^22p^2)$ [23]. Значения орбитальной скорости внешних электронов U_i для этих частиц изменяются от $U_i \approx 0.077$ для He^- до 0.35 для O^- [24]. Вклад сечений потери двух электронов в полное сечение ионизации S_{-1} для ионов H^- , He^- и Li^- составляет в среднем величину $R_{-1} = 0.20 \pm 0.05$. В то же время для ионов C^- и O^- , так же как и для ионов бора B^- , величины сечений потери двух и трех электронов составляют ≈ 0.5 и ≈ 0.3 от сечений потери одного электрона, поэтому $R_{-1} = 0.60 \pm 0.05$. Значение скорости V_{max} , при которой величины сечений потери электрона достигают наибольших значений, должны изменяться от $V_{max} \approx 0.2$ для ионов гелия до $V_{max} \approx 0.7$ для ионов углерода и кислорода.

Кроме перечисленных данных для отрицательных ионов легких элементов с минимальной энергией связи внешних электронов известны сечения потери электрона для метастабильных атомов гелия $He^{m0}(1s2s)$ [22], лития $Li^0(1s^2s)$ [25], водорода $H^0(1s)$, а также полученные в настоящей работе сечения для атомов бора $B^0(1s^22s^22p)$. Значение U_i для этих частиц изменяется от $U_i = 0.57$ для атомов гелия до $U_i = 1.0$ для атомов водорода, а положение максимумов в сечениях потери электрона находится в области $V_{max} \approx 1-2$.

Анализ величин сечений σ_i потери электронов отрицательными ионами и атомами легких элементов показал, что при увеличении орбитальной скорости внешних электронов U_i сечения σ_i уменьшаются в среднем пропорционально U_i^{-1} , при этом отклоне-

ние измеренных сечений от вычисленных по формуле (3) во всем интервале изменения U_i более чем на порядок величины (от 0.08 до 1.0) не превышает 1.5 раз. На рис. 3 приведены данные для гелия, азота и аргона (в этих средах имеется наибольшее число измерений). Видно, что наибольшее отклонение между вычисленными и измеренными величинами относится к области $U_i \geq 0.5$. Несколько лучшее согласие с экспериментом во всей области изменения U_i достигается, если в формуле (3) принять более слабую зависимость сечений σ_i от U_i , а именно, $\sigma_i \propto U_i^{-2/3}$.

3.2. Сечения захвата электронов

Рассмотрение экспериментальных данных о сечениях перезарядки атомов и однозарядных ионов легких элементов [26, 27] показало, что сечения нерезонансной перезарядки достигают максимальных значений при скорости V_{max} , удовлетворяющей адиабатическому критерию Мессе [28]:

$$V_{max} \approx a|\Delta E|/\hbar, \quad (4)$$

где ΔE — изменение внутренней энергии системы, $a \approx 3 \cdot 10^{-8}$ см для захвата одного электрона [29] и $a \approx 1.5 \cdot 10^{-8}$ см для захвата двух электронов [26]. В соответствии с этим критерием для большинства исследованных пар ион—атом среды максимальные значения сечения захвата электрона находятся в пределах $V_{max} \approx 0.5-2$. При последующем увеличении V , согласно экспериментальным данным для ионов B^2 в водороде [4], в области $V = 1.5-2$ сечения $\sigma_{i,i-1}$ для ионов с зарядами $i = 1-5$ уменьшаются пропорционально V^{-3} . С дальнейшим ростом скорости зависимость этих сечений от V усиливается, и уже в области $V > 2-3$ имеем $\sigma_{i,i-1} \propto V^{-5}$.

При исследовании сечений $\sigma_{i,i-1}$ захвата электронов быстрыми положительными ионами азота и неона было установлено [30], что для ионов с малыми зарядами i , для которых выполняется условие

$$I_{i-1}(n) \leq I = I_v/3 + 3I_t, \quad (5)$$

полное сечение $\sigma_{i,i-1}$ захвата электрона пропорционально количеству $p(n)$ вакантных состояний в ионе. В формуле (5) $I_{i-1}(n)$ — средняя энергия связи электрона в ионе с зарядом $i-1$ в ближайшей к ядру незаполненной электронной оболочке с главным квантовым числом n , I_t — энергия связи внешних электронов в атомах среды, $I_v = \mu V^2/2$ — переносная энергия электрона со скоростью V , равной скорости быстрой частицы).

Пропорциональность сечения захвата электрона числу вакантных состояний соответствует модели независимых электронов [31], согласно которой

$$\sigma_{i,i-m} = \pi a_0^2 C_p^m W^m, \quad (6)$$

где W — средняя вероятность захвата электрона, $C_p^m = p!/m!(p-m)!$.

Для оценки сечений перезарядки в области скоростей ионов вблизи максимума в тяжелых средах ($(I_{i-1}/I_0) < Z_t$), где эффективное количество захватываемых электронов из атомов среды $N \propto Z_t^{1/3}$ [32], значение W можно представить в виде

$$W \sim (I_{i-1}/I_0) Z_t^{1/3} V^{-3}. \quad (7)$$

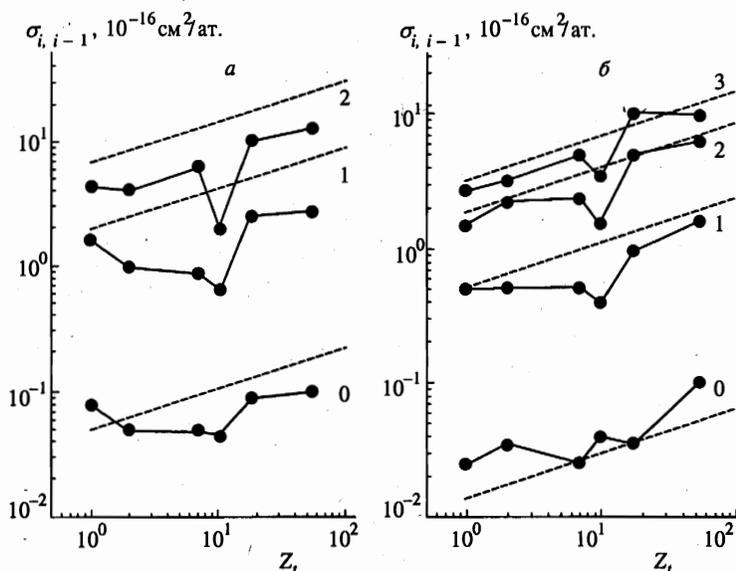


Рис. 4. Зависимости сечений захвата электрона $\sigma_{i,i-1}$ от Z_t : а — $V = 1.19$, б — $V = 1.83$. Штриховые линии — расчет по формуле (8). Значения заряда ионов i указаны около кривых

На основании (6) и (7) полное сечение захвата одного электрона $\sigma_{i,i-1}$ в области скоростей ионов вблизи максимума выражается следующей формулой:

$$\sigma_{i,i-1} = p_{i-1}(n)\pi a_0^2(I_{i-1}/I_0)Z_t^{1/3}V^{-3}. \quad (8)$$

При скорости $V = 1.19$ сечения $\sigma_{0,-1}$ захвата электрона атомами бора B^0 слабо зависят от Z_t , изменяясь при увеличении Z_t от единицы до 54 в пределах от 0.5 до $1 \cdot 10^{-17}$ см²/ат. Для положительных ионов B^+ и B^{2+} величины соответствующих сечений в 10–30 раз больше сечений захвата электрона атомами бора. Определенные по формуле (8) сечения $\sigma_{i,i-1}$ захвата электронов атомами и ионами бора с точностью до множителя 2–3 согласуются с измеренными величинами. Наибольшее различие, примерно в 5 раз, получено при $V = 1.19$ в неоне. В целом, однако, с ростом Z_t экспериментальные сечения $\sigma_{i,i-1}$, возрастая в среднем как $Z_t^{1/3}$, изменяются существенно немонотонно (рис. 4).

Согласно выражению (8), величины сечений $\sigma_{i,i-1}$ захвата одного электрона, деленные на число вакансий $p_{i-1}(n)$ в ближайшей к ядру незаполненной оболочке, т. е. значения $\sigma_c(n) = \sigma_{i,i-1}/p_{i-1}(n)$, должны ложиться на линии, соответствующие линейной зависимости от $I_{i-1}(n)$. На рис. 5 приведена зависимость величины $\sigma_c(n)$ от $I_{i-1}(n)$ для захвата электрона атомами и положительными ионами легких элементов $Z \leq 10$ в азотной мишени при $V = 1.19$. Экспериментальные величины сечений взяты из работ [2, 17, 21, 22, 25, 30, 33–35]. В области малых значений $I_{-1}(n) \approx 0.3$ –2 эВ расположены величины $\sigma_c(1)$ и $\sigma_c(2)$ для захвата электрона атомами водорода H^0 с вакансией в K -оболочке и для захвата электронов атомами B^0 , C^0 и O^0 с вакансиями в L -оболочке. В области величин $I_{i-1}(n)$ от 5 до 100 эВ находятся значения $\sigma_c(1)$ для захвата электрона протонами H^+ , ионами $He^{1,2+}$ и $Li^{2,3+}$ в вакантные состояния K -оболочки, а также значения $\sigma_c(2)$ для захвата электрона ионами Li^+ , $B^{1,2+}$, $N^{1,2,3,4+}$ и $Ne^{1,2,3,4,5+}$. С увеличением $I_{i-1}(n)$ экспериментальные величины приведенных сечений $\sigma_c(1)$ и $\sigma_c(2)$ при

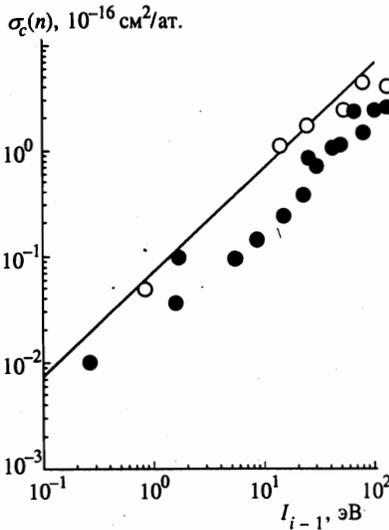


Рис. 5. Зависимость значений $\sigma_c(n) = \sigma_{i,i-1}/p_{i-1}(n)$ от $I_{i-1}(n)$. Светлыми точками показаны значения $\sigma_c(1)$ для ионов с K -вакансией и черными — значения $\sigma_c(2)$ для ионов с L -вакансией. Сплошная линия — расчет по формуле (8)

изменении $I_{i-1}(n_0)$ почти на три порядка (от 0.3 до 100 эВ) возрастают пропорционально $I_{i-1}(n)$. Определенные по формуле (8) значения σ_c приблизительно в три раза больше $\sigma_c(2)$ и практически совпадают с $\sigma_c(1)$. Для ионов с высокими зарядами i , для которых $I_{i-1}(n) > I \approx 50$ эВ, зависимость приведенных сечений $\sigma_c(1)$ и $\sigma_c(2)$ от $I_{i-1}(n)$ ослабевает. Как показано в [30], захват электрона этими ионами осуществляется преимущественно в возбужденные состояния иона, и поэтому полное сечение $\sigma_{i,i-1}$ слабо зависит от количества находящихся в ионе электронов и определяется их зарядом i и скоростью V .

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты настоящей работы позволили установить основные закономерности в сечениях потери и захвата электронов ионами легких элементов в различных средах в области скоростей ионов V , при которых сечения достигают максимальных значений.

Показано, что экспериментальные сечения потери электрона ионами и атомами бора, а также известные из литературы аналогичные данные для других ионов легких элементов удовлетворительно описываются полученной ранее в приближении свободных столкновений формулой, в которой учитываются особенности как иона, так и атома среды [20]. С увеличением Z_i сечения σ_i потери отдельного электрона изменяются немонотонно, возрастая в среднем как $Z_i^{1/2}$. При заданной скорости ионов V сечения σ_i уменьшаются с ростом орбитальной скорости U_i удаляемого электрона как U_i^{-1} . При переходе от инертных газов к парам щелочных металлов величины σ_i возрастают в 1.5 раза.

Для ионов с малыми зарядами i предложена формула, основанная на модели независимых электронов, удовлетворительно (с точностью до множителя 2–3) описывающая зависимость сечений $\sigma_{i,i-1}$ захвата электрона от величины I_{i-1} средней энергии связи электрона в ионе с зарядом $i - 1$. С увеличением I_{i-1} сечения возрастают пропорци-

онально I_{i-1} . Полное сечение $\sigma_{i,i-1}$ захвата электрона пропорционально количеству вакансий в ближайшей к ядру незаполненной электронной оболочке. При этом с ростом Z_t сечения $\sigma_{i,i-1}$, возрастая в среднем как $Z_t^{1/3}$, изменяются существенно немонотонно. Как показано в работах [36, 37] по исследованию сечений перезарядки положительных ионов водорода и гелия в различных средах, немонотонная зависимость сечений от Z_t , приводящая к последовательному чередованию максимумов и минимумов, вызвана структурными особенностями атомов среды и резонансным характером сечений перезарядки и качественно описывается квантовомеханическим приближением Оппенгеймера—Бринкмана—Крамерса (ОВК).

Предварительный анализ полученных данных о сечениях $\sigma_{i,i+m}$ и $\sigma_{i,i-m}$ потери и захвата двух и большего числа электронов ионами и атомами бора указывает на существенно более сильную их зависимость от Z_t .

Авторы выражают глубокую благодарность сотрудникам технической группы обслуживания 72-сантиметрового циклотрона Ю. П. Дружинину, В. А. Калите, С. А. Муравьеву, А. А. Обухову и В. А. Пронину за помощь при проведении эксперимента.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы «Управляемый термоядерный синтез и плазменные процессы».

Литература

1. *Present Status on Atomic and Modelling Data Relevant to Fusion Plasma Diagnostics and Modelling, NIES-Data 39*, ed. by H. Tawara, Nagoya (1997).
2. В. С. Николаев, И. С. Дмитриев, Л. Н. Фатеева, Я. А. Теплова, ЖЭТФ **40**, 989 (1961).
3. Я. А. Теплова, И. С. Дмитриев, в сб. *Развитие научных исследований по ядерной и атомной физике в НИИЯФ МГУ*, изд-во МГУ, Москва (1994), с. 132.
4. T. V. Goffe, M. V. Shah, and H. V. Gilbody, *J. Phys. B* **12**, 3763 (1979).
5. В. С. Николаев, Л. Н. Фатеева, И. С. Дмитриев, Я. А. Теплова, ЖЭТФ **41**, 89 (1961).
6. И. С. Дмитриев, В. С. Николаев, Л. Н. Фатеева, Я. А. Теплова, ЖЭТФ **42**, 16 (1962).
7. И. С. Дмитриев, В. С. Николаев, Л. Н. Фатеева, Я. А. Теплова, ЖЭТФ **43**, 361 (1962).
8. Yu. A. Tashaev, I. S. Dmitriev, V. S. Nikolaev, and Ya. A. Teplova, *J. Phys. B* **11**, L223 (1978).
9. И. Мак-Даниель, *Процессы столкновений в ионизированных газах*, Мир, Москва (1976), гл. 5.
10. В. С. Николаев, УФН **85**, 679 (1965).
11. J. H. Mc Guire and L. Weaver, *Phys. Rev. A* **16**, 1 (1977).
12. D. Madison and E. Merzbacher, *Atomic Inner-Shell Processes*, Vol. 1, Acad. Press., New York (1975).
13. W. Lotz, *J. Opt. Soc. Amer.* **58**, 915 (1968).
14. И. С. Дмитриев, Я. М. Жилейкин, В. С. Николаев, ЖЭТФ **49**, 500 (1965).
15. В. С. Сенашенко, В. С. Николаев, В. Ю. Шафер, И. С. Дмитриев, Вестник МГУ. Физ., астр. вып. 2, 136 (1970).
16. В. С. Николаев, В. С. Сенашенко, В. Ю. Шафер, Вестник МГУ. Физ., астр. вып. 3, 357 (1973).
17. H. Tawara and A. Russek, *Rev. Mod. Phys.* **45**, 178 (1973).
18. R. W. Mc Cullough, M. V. Shah, M. Lannon, and H. V. Gilbody, *J. Phys. B* **15**, 791 (1982).
19. И. С. Дмитриев, В. С. Николаев, ЖЭТФ **44**, 660 (1963).
20. И. С. Дмитриев, Я. А. Теплова, Ю. А. Файнберг, ЖЭТФ **107**, 55 (1995).
21. J. Heinemeier, P. Hvelplund, and F. Simpson, *J. Phys. B* **9**, 2669 (1976).
22. E. H. Pedersen and P. Hvelplund, *J. Phys. B* **6**, 1237 (1973).
23. И. С. Дмитриев, В. С. Николаев, Я. А. Теплова и др. ЖЭТФ **50**, 1252 (1966).

24. Г. Месси, *Отрицательные ионы*, Мир, Москва (1979).
25. E. Horsdal-Pedersen, J. Heinemeier, L. Larsen, and J. V. Mikkelsen, *J. Phys. B* **13**, 1167 (1980).
26. Я. М. Фогель, Р. В. Митин, А. Г. Коваль, *ЖЭТФ* **31**, 397 (1956).
27. Я. М. Фогель, Р. В. Митин, В. Ф. Козлов, Н. Д. Ромашко, *ЖЭТФ* **35**, 565 (1958).
28. H. S. W. Massey, *Rep. Progr. Phys.* **12**, 248 (1948).
29. Я. М. Фогель, В. А. Анкудинов, Д. В. Пилипенко, *ЖЭТФ* **35**, 868 (1958).
30. И. С. Дмитриев, Ю. А. Ташаев, В. С. Николаев, Я. А. Теплова и др., *ЖЭТФ* **73**, 1684 (1977).
31. R. Hippler, D. Datz, P. R. Miller et al., *Phys. Rev. A* **35**, 585 (1987).
32. N. Bohr and J. Lindhard, *Dan. Mat. Fys. Medd.* **28**(7) (1957).
33. S. K. Allison, *Phys. Rev.* **109**, 76 (1958).
34. S. K. Allison, J. Guevas, and M. Garcia-Munoz, *Phys. Rev.* **120**, 1266 (1960).
35. Л. И. Пивовар, Ю. З. Левченко, Г. А. Кривоносов, *ЖЭТФ* **36**, 491 (1966).
36. И. С. Дмитриев, Н. Ф. Воробьев, Ж. М. Коновалова и др., *ЖЭТФ* **84**, 1987 (1983).
37. В. С. Николаев, И. С. Дмитриев, Я. А. Теплова, Ю. А. Файнберг, *Вестник МГУ. Физ., астр.* **35**(3), 84 (1994).