

Обдирка быстрых ионов кислорода при столкновениях с атомами легких элементов

© А.В. Бакалдин,¹ С.А. Воронов,¹ С.В. Колдашов,¹ В.П. Шевелько²

¹ Московский государственный инженерно-физический институт (технический университет),
115409 Москва, Россия

² Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
117924 Москва, Россия
E-mail: shev@sci.lebedev.ru

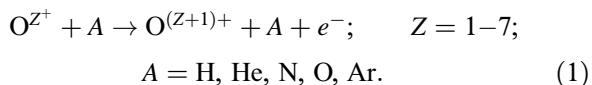
(Поступило в Редакцию 28 января 1999 г.)

На основе имеющихся экспериментальных данных и теоретических расчетов, выполненных в настоящей работе, оценены сечения одноэлектронной обдирки ионов кислорода O^{Z+} с зарядом $Z = 1-7$ в области энергий $E = 0.5-200$ MeV/u при столкновении с атомами H, He, N, O и Ar. Приведены аналитические аппроксимации полученных сечений.

Введение

Процессы с изменением зарядового состояния положительных ионов при их столкновении с атомами и молекулами (ионизация, перезарядка) играют важную роль во многих задачах физики атомных столкновений [1–3], физики плазмы [4], физики накопления тяжелых ионов в ускорительных машинах [5], физики космических лучей и магнитосферы Земли [6] и многих других задачах. Например, такие процессы, возникающие при взаимодействии ионов аномальной компоненты космических лучей (АКЛ) (ионы H, He, C, N, O, Ne и Ar) с атомами и молекулами верхней атмосферы Земли, определяют динамику формирования потоков ядерной компоненты радиационного пояса Земли. Несмотря на проведенные обширные экспериментальные и теоретические исследования механизмов захвата ионов АКЛ геомагнитным полем и динамики их потоков в радиационном поясе Земли, до сих пор эти процессы количественно не изучены: неизвестны распределения захваченных ионов по зарядовым состояниям, пространственные распределения потоков ионов вдоль силовых линий геомагнитного поля и т.д. Такая информация может быть получена с помощью математического моделирования процессов распространения ионов АКЛ в магнитном поле Земли, их последующего захвата геомагнитной ловушкой и движения в радиационном поясе. Для проведения подобных расчетов необходимо знание сечений обдирки и перезарядки ионов АКЛ с энергией порядка 1–200 MeV/u при их взаимодействии с атомами и молекулами газов верхней атмосферы.

В настоящей работе определены сечения обдирки ионов кислорода (наиболее распространенных в АКЛ) с энергией $E = 1-200$ MeV/u на атомах легких элементов



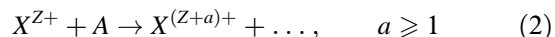
Численные расчеты сечений обдирки (1) проводились в приближении Бора–Борна с помощью компьютерной

программы "Атом". На базе вычисленных сечений, имеющихся экспериментальных данных и законов скалирования сечений обдирки, в работе оценены сечения обдирки процессов (1) при энергиях $E = 0.5-200$ MeV/u с точностью в пределах фактора 2. Эти данные используются для численного моделирования процессов захвата ионов АКЛ магнитосферой Земли, результаты которого будут опубликованы в отдельной работе.

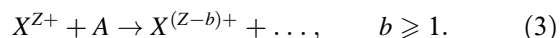
Основные процессы изменения зарядового состояния: перезарядка и ионизация

Основными процессами, приводящими к изменению заряда налетающего иона при его столкновении с атомами и молекулами, являются перезарядка и ионизация. Такие процессы в широкой области энергий рассмотрены в обзорах [1–8]; библиография по эффективным сечениям (до 1997 г.) приведена в [9].

Ион, сталкиваясь с нейтральным атомом или молекулой, может увеличить свой заряд в результате обдирки (ионизации)



или потерять заряд в результате перезарядки, т.е. захвата электронов мишени



Здесь X^{Z+} — налетающий ион, A — атом (молекула) мишени. Точки в процессах (2) и (3) означают наличие возможных процессов возбуждения и ионизации мишеней A . Полное сечение изменения заряда налетающей частицы определяется суммой сечений одно- и многоэлектронных процессов ионизации (ion) и перезарядки (ec) соответственно

$$\sigma_{\text{tot}} = \sum_{a \geq 1} \sigma_{\text{ion}}^{(a)} + \sum_{b \geq 1} \sigma_{\text{ec}}^{(b)}. \quad (4)$$

Как правило, основной вклад в сумму (4) дают одноэлектронные процессы ($a = b = 1$). Тем не менее при определенных условиях вклад многоэлектронных процессов в полное сечение может достигать 30–50% (см., например, [10,11]).

Сечения ионизации и перезарядки налетающего иона имеют, вообще говоря, разную зависимость от атомных параметров: относительной скорости v , заряда налетающего иона Z и заряда ядра мишени Z_T , поэтому относительный вклад каждого процесса определяется энергией столкновения и зарядами сталкивающихся частиц. При больших энергиях столкновения $v/Z > 1$ ат. е (1 ат. е скорости = $2.2 \cdot 10^8$ см/с) сечение ионизации налетающего иона в результате столкновения с нейтральным атомом приближенно имеет асимптотику

$$\sigma_{\text{ion}} \sim Z_T^2 / (Z_P^4 v^2), \quad (5)$$

а сечение перезарядки определяется суммой сечений радиационной (REC) и безызлучательной (нерадиационной NRC) перезарядки

$$\sigma_{\text{ec}} = \sigma_{\text{NRC}} + \sigma_{\text{REC}} \sim C_1 Z_T^5 Z_P^5 / v^{11} + C_2 Z_T Z_P^5 / v^{5/2}, \quad (6)$$

где C_1 и C_2 — некоторые константы. Процессы перезарядки (3) играют особую роль в тех случаях, когда в качестве налетающих ионов используются голые ядра и захват электронов мишени является единственным каналом, изменяющим их заряд. Сечения σ_{NRC} обычно вычисляются в приближении Бринкмана–Крамерса или его модификациях [2] либо оцениваются с помощью полуэмпирических формул [12], а сечения σ_{REC} вычисляются по формуле Штоббе [13–15]. Процессы радиационной и нерадиационной перезарядки и их относительный вклад в полное сечение перезарядки рассмотрены, например, в обзоре [15]. Для рассматриваемых процессов столкновения быстрых ионов кислорода с энергией $E = 1–200$ МэВ/у сечения перезарядки (3) малы по сравнению с сечениями обдирки (2), и поэтому здесь не рассматриваются.

Методы расчета сечений обдирки при больших энергиях столкновения

Для расчета сечений ионизации налетающего иона (или сечений обдирки) при больших энергиях столкновения используется борновское приближение [16–17], когда амплитуда рассеяния представляется в виде произведения формфакторов налетающего иона и атома мишени в представлении переданного импульса (q -представлении),

$$\sigma_{\text{ion}} = \frac{8\pi a_0^2}{v^2} \sum_P \int_0^\infty d\varepsilon \sum_{i(T)} \int_{q_{\min}}^\infty \frac{dq}{q^3} |F_P(q)|^2 |F_T(q)|^2, \quad (7)$$

где a_0 — боровский радиус, q — передача импульса, $F_{P,T}(q)$ — формфакторы налетающего иона и атома-мишени, ε — энергия выбитого электрона.

Сумма по P означает суммирование по всем электронным оболочкам налетающего иона, а сумма $i(T)$ — суммирование по всем конечным состояниям i мишени, включая возбуждение и ионизацию. Минимальная передача импульса определяется выражением

$$q_{\min} = (I_P + \varepsilon + \Delta E_T) / v, \quad (8)$$

где I_P — энергия связи ионизируемого электрона, ΔE — энергия возбуждения электрона в атоме-мишени. Формфакторы $F(q)$ даются выражениями

$$|F_P(q)|^2 = |\langle \varepsilon | e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} | 0 \rangle_P|^2, \quad (9)$$

$$|F_T(q)|^2 = \left| Z_T \delta_{i0} - \sum_{j=1}^{N_T} \langle i | e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} | 0 \rangle_j \right|^2, \quad (10)$$

где $|0\rangle_P$ и $|0\rangle_j$ означают волновые функции электрона в налетающем ионе и электрона мишени соответственно, N_T — полное число электронов мишени.

Для нейтральных атомов $N_T = Z_T$.

Формфактор $|F_T(q)|^2 = Z_T^2$ для голых ядер, а для мишеней с $1s$ -электронами (H или He) формфактор мишени равен [17]

$$F_{1s,1s}(q) = Z_T - N_T \frac{1}{[1 + (q/2d)^2]^2}, \quad (11)$$

где d — константа, отражающая степень экранировки ядра $1s$ -электронами.

Для атома водорода $N_T = Z_T = 1$, $d = 1$, для атома гелия $N_T = Z_T = 2$, $d = 1.69$. Для других атомных оболочек формфакторы $F_T(q)$ затабулированы в работе [18].

Расчет по формуле (7) сечений обдирки налетающих ионов даже на одноэлектронных мишенях довольно затруднителен из-за сложной зависимости нижнего предела интегрирования в (7) от энергии выбитого электрона и энергии возбуждения электрона атома мишени. Формулы (7)–(10) существенно упрощаются, если скорость налетающего иона намного больше энергии возбуждения атома мишени $v^2 \gg \Delta E$ и можно положить

$$q_{\min} \approx (I_P + \varepsilon) / v, \quad (12)$$

т.е. если электроны мишени можно считать неподвижными. При условии (12) формулы (7)–(10) существенно упрощаются и сечение обдирки принимает вид [19–20]

$$\sigma_{\text{ion}} = \frac{8\pi a_0^2}{v^2} \sum_P \int_0^\infty d\varepsilon \sum_T \int_{q_{\min}}^\infty \frac{dq}{q^3} |F_P(q)|^2 S_T(q), \quad (13)$$

$$S_T(q) = \left[Z_T - \sum_j^{N_T} F_{jT}(q) \right]^2 + \left[N_T - \sum_j^{N_T} |F_{jT}(q)|^2 \right], \quad (14)$$

$$F_{jT}(q) = \langle j | e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} | j \rangle, \quad q_{\min} = (I_P + \varepsilon) / v. \quad (15)$$

Физически, два члена в сумме (14) соответствуют ионизации экранированным ядром мишени Z_T и экранированными N_T электронами. При $S_T(q) \equiv 1$ уравнения (13) и (15) соответствуют борновскому приближению ионизации атома или иона электронным (или протонным) ударом (см., например, [16]).

Взаимодействие между электронами налетающего иона и мишени может увеличить или уменьшить полное сечение обдирки в зависимости от переданного момента импульса q . При $q \rightarrow 0$ (большие прицельные параметры) формфактор $F_{jT} \rightarrow 1$, а при $q \rightarrow \infty$ (малые прицельные параметры) $F_{jT} \rightarrow 0$ (ср. (11)); соответственно эффективная экранировка минимальна, $S_T(q) \rightarrow 0$ при $q \rightarrow 0$ и достигает максимального значения при больших передачах момента q :

$$S_{\max}(q) \rightarrow Z_T^2 + N_T, \quad q \rightarrow \infty. \quad (16)$$

Поэтому максимальное сечение обдирки налетающего иона на атоме при больших энергиях столкновения примерно пропорционально $Z_T^2 + N_T$, где Z_T^2 соответствует вкладу от взаимодействия с ядром, а N_T — от взаимодействия с электронами мишени. Таким образом, при больших энергиях столкновения электроны мишени не только не экранируют ядро, но и вносят свой дополнительный вклад в сечение обдирки, пропорциональный N_T . Чем тяжелее атом мишени, тем больше сечение обдирки налетающего иона. Так, для ионизации на атоме водорода $S_{\max}(\text{H}) = 2$, а на атомах аргона $S_{\max}(\text{Ar}) = 342$. При средних и малых энергиях столкновения закон скалирования (16) не выполняется из-за значительных эффектов экранировки и сечения обдирки скалируются согласно полуэмпирическому закону $\sigma_{\text{ion}} \sim Z_T^{3/2}$, полученному в [7].

Заметим, что при $S_T(q) = Z_T^2 + N_T$ сечение обдирки (13) может быть представлено в виде линейной комбинации сечений ионизации электронным $\sigma_e(v)$ и протонным $\sigma_p(v)$ ударом

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{ion}}(v) &= Z_T^2 \sigma_p(v) + N_T \sigma_e(v), \\ \sigma_p(v) &\approx \sigma_e(v), \quad v \gg I^{1/2}, \end{aligned} \quad (17)$$

где I — энергия связи электрона в налетающем ионе.

Уравнение (17) отражает приближение Бора [21], когда скорость налетающего иона настолько велика, что ядро и электроны мишени считаются неподвижными (ср. (12)). Приближение Бора (17) используется при остаточном больших энергиях столкновения, когда скорость налетающей частицы превосходит скорость K -электрона атома-мишени.

Другое (ad hoc) приближение предложено в работе [20], которое сохраняет зависимость возмущающего заряда $S_T(q)$ от переданного момента q и пороговую зависимость сечения ионизации электронным ударом

$\sigma_e(v)$ в виде

$$\begin{aligned} S_T(q) &= \left[Z_T - \sum_j^{N_T} F_{jT}(q) \right]^2 \\ &+ \left[N_T - \sum_j^{N_T} |F_{jT}(q)|^2 (\sigma_e(v)/\sigma_p(v)) \right]. \end{aligned} \quad (18)$$

Как видно, расчет сечения обдирки налетающего иона при столкновении со структурной частицей представляет собой довольно трудоемкую задачу даже в борновском приближении.

Определение эффективных сечений обдирки ионов кислорода на легких атомах

Экспериментальные данные по сечениям обдирки быстрых ионов на атомных и молекулярных мишенях представлены в ряде работ (см., например, [22–34]), а численные расчеты — в работах [29,31,35,36]. Следует отметить, что экспериментальные данные по обдирке легких ионов на легких атомах ($Z_T < 10$) при энергиях $E > 5 \text{ MeV/u}$ практически отсутствуют. Однако именно эта область энергий $E = 0.5–30 \text{ MeV/u}$, где сечения обдирки максимальны, представляет практический интерес для приложений. Сечения обдирки ионов кислорода на газовых мишенях (H_2 , He , N_2 , Ar) измерены только при энергиях $0.1 < E < 5 \text{ MeV/u}$ [22,27,28,31], а расчеты сечений выполнены для столкновений $\text{O}^{7+} + \text{H}_2$ и $\text{O}^{7+} + \text{He}$ при тех же энергиях [29,31].

В настоящей работе представлены сечения обдирки ионов кислорода на легких атомах при $E = 1–200 \text{ MeV/u}$. При этом использованы экспериментальные данные при $E < 5 \text{ MeV/u}$ и выполнены численные расчеты сечений при больших энергиях. Расчеты сечений проводились в приближении Бора–Борна (17), где в качестве электронной компоненты $\sigma_e(v)$ использовались экспериментальные сечения ионизации ионов кислорода электронным ударом, приведенные в [37], а сечения ионизации протонным ударом $\sigma_p(v)$ вычислялись в борновском приближении с использованием компьютерной программы "Атом", описанной в [38]. Полные сечения ионизации протонами вычислялись с учетом ионизации электронов всех оболочек ионов кислорода и с учетом вклада процессов возбуждения внутренних электронов в автоионизационные состояния. Волновые функции внешних и внутренних электронов ионов кислорода в дискретном и непрерывном спектре вычислялись путем численного решения радиального уравнения Шредингера с эффективным потенциалом атомного остатка [38]. Вычисленные таким образом полные сечения ионизации ионов кислорода протонным ударом $\sigma_p(v)$ в области энергий $E = 1–200 \text{ MeV/u}$ представлены в табл. 1.

Вычисленные сечения обдирки (17) ионов кислорода в области $E < 5 \text{ MeV/u}$ на атомах легких элементов

Таблица 1. Полные сечения ионизации (cm^2) ионов кислорода протонами как функция энергии протонов

E, MeV	O^{1+}	O^{2+}	O^{3+}	O^{4+}	O^{5+}	O^{6+}	O^{7+}
1.56	1.8×10^{-17}	9.5×10^{-18}	4.5×10^{-18}	2.3×10^{-18}	1.1×10^{-18}	1.5×10^{-19}	5.5×10^{-20}
3.12	1.0×10^{-17}	5.0×10^{-18}	2.6×10^{-18}	1.3×10^{-18}	6.9×10^{-19}	1.3×10^{-19}	4.7×10^{-20}
6.24	5.9×10^{-18}	2.8×10^{-18}	1.5×10^{-18}	7.8×10^{-19}	4.1×10^{-19}	8.4×10^{-20}	3.2×10^{-20}
12.5	3.2×10^{-18}	1.6×10^{-18}	8.0×10^{-19}	4.5×10^{-19}	2.3×10^{-19}	5.1×10^{-20}	1.9×10^{-20}
25.	1.8×10^{-18}	8.6×10^{-19}	4.4×10^{-19}	2.5×10^{-19}	1.3×10^{-19}	2.9×10^{-20}	1.1×10^{-20}
50.	9.5×10^{-19}	4.7×10^{-19}	2.3×10^{-19}	1.3×10^{-19}	7.4×10^{-20}	1.6×10^{-20}	6.2×10^{-21}
100.	5.2×10^{-19}	2.5×10^{-19}	1.3×10^{-19}	7.8×10^{-20}	3.8×10^{-20}	8.9×10^{-21}	3.4×10^{-21}
200.	2.8×10^{-19}	1.3×10^{-19}	6.9×10^{-19}	3.8×10^{-20}	2.1×10^{-20}	4.8×10^{-21}	1.8×10^{-21}

Таблица 2. Параметры аппроксимаций сечений обдирки (19) ионов кислорода на атомах водорода, $\text{O}^{Z+} + \text{H}$, при энергиях $E = 0.5-200 \text{MeV/u}$

Ион	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5
O^{+1}	-16.88	-0.4012	-0.07731	0	0
O^{+2}	-16.94	-0.4730	-0.1080	0	0
O^{+3}	-17.11	-0.5510	-0.1138	0	0
O^{+4}	-17.40	-0.6154	-0.06562	0	0
O^{+5}	-17.72	-0.4767	-0.1184	0	0
O^{+6}	-18.69	0.3595	-0.7577	0.1542	0
O^{+7}	-19.32	0.6130	-0.7524	0.1146	0

Таблица 3. То же, что в табл. 2, для обдирки ионов O^{Z+} на атомах He

Ион	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5
O^{+1}	-16.63	-0.3736	-0.04589	0	0
O^{+2}	-16.70	-0.5054	-0.05561	0	0
O^{+3}	-16.85	-0.6032	-0.05757	0	0
O^{+4}	-17.12	-0.6255	-0.02963	0	0
O^{+5}	-17.48	-0.3852	-0.1135	0	0
O^{+6}	-18.12	0.3076	-0.8090	0.1814	0
O^{+7}	-18.73	0.4927	-0.7582	0.1336	0

Таблица 4. То же, что в табл. 2, для обдирки ионов O^{Z+} на атомах N

Ион	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5
O^{+1}	-16.02	-0.2178	-0.0561	0	0
O^{+2}	-16.13	-0.3785	-0.0462	0	0
O^{+3}	-16.22	-0.5522	-0.02178	0	0
O^{+4}	-16.44	-0.4742	-0.04067	0	0
O^{+5}	-16.68	-0.4403	-0.03870	0	0
O^{+6}	-17.36	0.6971	-1.250	0.4670	-0.0670
O^{+7}	-18.30	1.723	-1.673	0.3476	0

превышают экспериментальные данные в 5 и более раз, что неудивительно, так как борновское приближение в этой области энергий, вообще говоря, неприменимо. Поэтому для оценки сечений при низких энергиях использовались экспериментальные данные [22,27-31], а при больших энергиях сечения обдирки вычислялись по формуле (17). В области средних энергий и в тех случаях, когда экспериментальные данные отсутствуют (например, для столкновений $\text{O}^{Z+} + \text{O}$), сечения оценивались с помощью полуэмпирического закона скалирования $Z_T^{3/2}$, предложенного в [7] для области средних энергий. Определенные таким образом сечения обдирки ионов кислорода при столкновении в атомами H, He, N,

Таблица 5. То же, что в табл. 2, для обдирки ионов O^{Z+} на атомах O

Ион	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5
O^{+1}	-15.99	-0.2146	-0.04480	0	0
O^{+2}	-16.10	-0.3791	-0.03430	0	0
O^{+3}	-16.20	-0.4777	-0.04310	0	0
O^{+4}	-16.41	-0.4526	-0.03131	0	0
O^{+5}	-16.66	-0.4057	-0.03462	0	0
O^{+6}	-17.30	0.7231	-1.282	0.5093	-0.07984
O^{+7}	-18.24	1.557	-1.409	0.2659	0

Таблица 6. То же, что в табл. 2, для обдирки ионов O^{Z+} на атомах Ar

Ион	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5
O^{+1}	-15.91	-0.2102	-0.01757	0	0
O^{+2}	-15.96	-0.2132	-0.03263	0	0
O^{+3}	-16.05	-0.2849	-0.03587	0	0
O^{+4}	-16.23	-0.1885	-0.05909	0	0
O^{+5}	-16.52	0.04542	-0.1375	0	0
O^{+6}	-17.21	1.085	-1.032	0.1971	0
O^{+7}	-18.54	4.342	-4.627	1.824	-0.2635

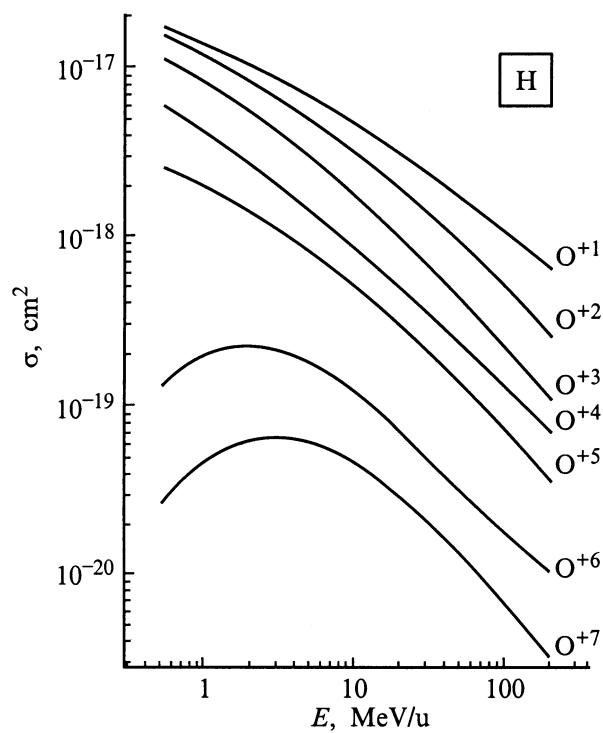
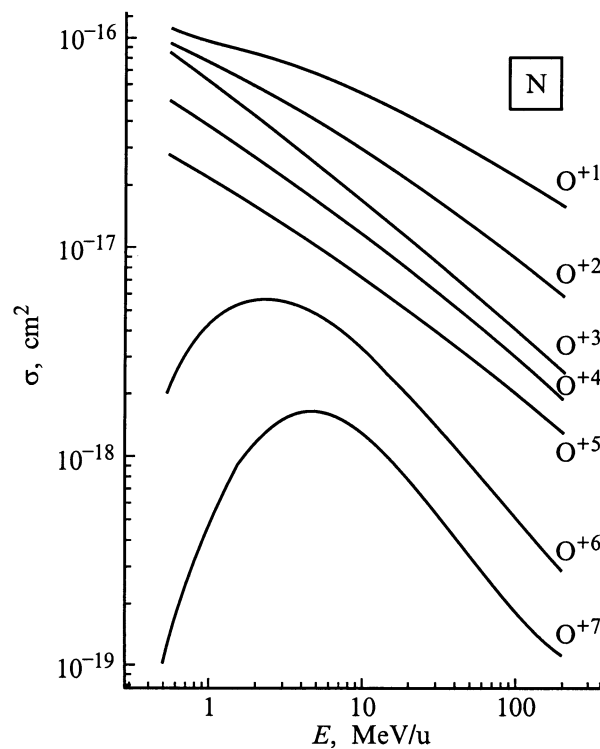
Рис. 1. Сечения обдирки ионов O^{z+} на атомах H.

Рис. 3. То же, что и на рис. 1, для N.

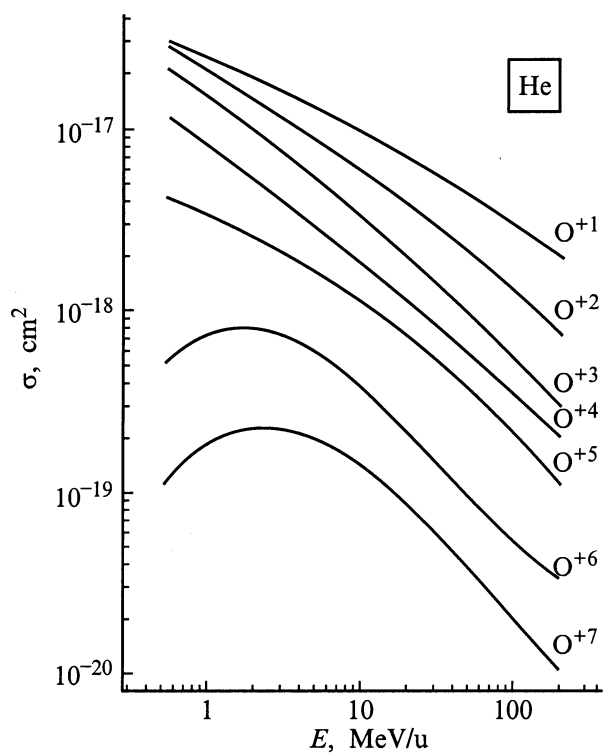


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, для He.

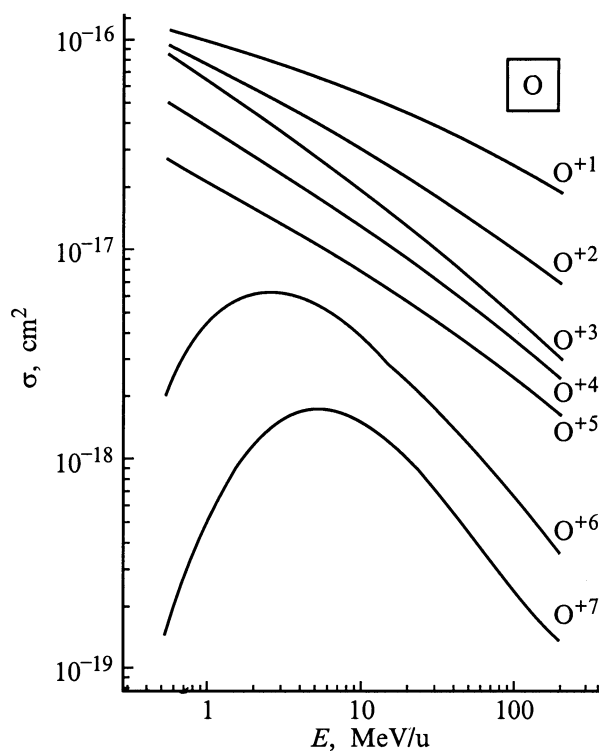


Рис. 4. То же, что и на рис. 1, для O.

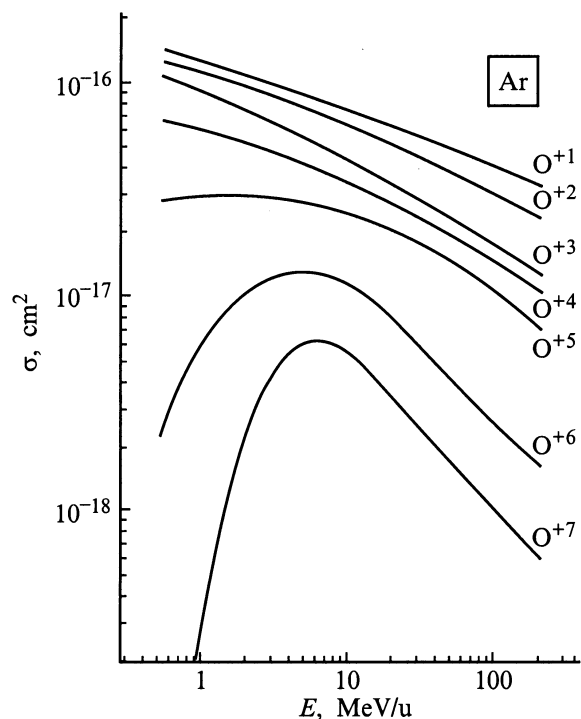


Рис. 5. То же, что и на рис. 1, для Ar.

O и Ar в области энергий $E = 0.5\text{--}200$ MeV/u приведены на рис. 1–5; оцениваемая погрешность приведенных сечений в пределах фактора 2.

Аналогичные оценки сечений обдирки ионов O^{Z+} ($Z = 1\text{--}7$) на атомах H, N и Ar в области $E = 0.1\text{--}200$ MeV/u выполнены в работе [39]. При этом сечения при больших энергиях нормировались с помощью асимптотических полуэмпирических формул [40], полученных для ионизации K-электронов H- и He-подобных ионов. В целом сечения обдирки при энергиях $E > 50$ MeV/u, полученные в [39], в 3–5 раз меньше сечений, вычисленных в настоящей работе. По-видимому, это связано с тем обстоятельством, что в настоящей работе сечения обдирки вычислялись с учетом оболочечной структуры ионов кислорода, т.е. с учетом ионизации всех электронов налетающего иона, включая прямую ионизацию и вклад возбуждения внутренних электронов в автоионизационные состояния.

Для численного решения задач динамики элементарных процессов, протекающих в лабораторной и астрофизической плазме, предпочтительно задание сечений в замкнутом аналитическом виде. В настоящей работе эффективные сечения однократной обдирки ионов кислорода в газах при энергиях $0.5\text{--}200$ MeV/u аппроксимировались в виде:

$$\sigma(E) = 10^{a_1 + a_2 \lg(E) + a_3 \lg^2(E) + a_4 \lg^3(E) + a_5 \lg^4(E)}, \quad (19)$$

где $\sigma(E)$ — сечение обдирки в cm^2/atom , E — кинетическая энергия ионов кислорода в MeV/u, a_i — коэффициенты аппроксимации.

Полученные коэффициенты аппроксимации a_i для обдирки ионов кислорода на атомах легких элементов приведены в табл. 2–6.

Заключение

В настоящей работе на основе имеющихся экспериментальных данных, численных расчетов и законов скалирования получены сечения однократной обдирки ионов кислорода O^{Z+} ; $Z = 1\text{--}7$ при столкновении с атомами H, He, O, Ne и Ar в области энергий $E = 0.5\text{--}200$ MeV/u. Эти данные могут быть использованы для ряда физических приложений, например, для построения численной модели захвата ионов аномальной компоненты космических лучей геомагнитной ловушкой Земли или для определения времен жизни пучков ионов кислорода в ускорительных системах, в которых атомы рассмотренных легких элементов являются основными компонентами остаточного газа в вакуумной системе.

Работа одного из авторов осуществлялась при поддержке грантов РФФИ № 96-02-16090 и 97-02-16919.

Список литературы

- [1] Betz H.-D. // Rev. Mod. Phys. 1972. Vol. 44. P. 465.
- [2] Пресняков Л.П., Шевелько В.П., Янев Р.К. // Элементарные процессы с участием многозарядных ионов. М.: Энергоатомиздат, 1986.
- [3] Cocke C.L., Olson R.E. // Phys. Rep. 1991. Vol. 205. P. 153.
- [4] Atomic and Molecular Processes in Fusion Edge Plasmas / Ed. R.R. Janev. New York: Plenum Press, 1995.
- [5] Habs D. // Nucl. Instrum. Meth. B. 1989. Vol. 43. P. 390.
- [6] Spjeladvik W.N. // Space Sci. Rev. 1979. Vol. 23. P. 499.
- [7] Николов В.С. // УФН 1965. Т. 85. № 4. С. 6.
- [8] Mokler P.H., Stöhlker Th. // Adv. At. Mol. Opt. Phys. 1996. Vol. 37. P. 297.
- [9] Tawara H. // Report NIFS-DATA-42/Nagoya (Japan), 1997.
- [10] McGuire J.H. // Adv. At. Mol. Opt. Phys. 1992. Vol. 29. P. 217.
- [11] Shevelko V.P., Tawara H. // Atomic Multielectron Processes. Berlin: Springer, 1998.
- [12] Schlachter A.S., Stears J.W., Graham W.G. et al. // Phys. Rev. A. 1983. Vol. 27. P. 3372.
- [13] Stobbe M. // Ann. Phys. 1930. Vol. 7. P. 661.
- [14] Stöhlker Th., Kozhuharov C., Mokler P.H. et al. // Phys. Rev. A. 1995. Vol. 51. P. 2098.
- [15] Eichler J., Stöhlker Th. // Atomic Physics with Heavy Ions. Berlin: Springer, 1999. P. 251.
- [16] Атомные и молекулярные процессы / Под ред. Д. Бейтс. М.: Мир, 1964.
- [17] Briggs J.S., Taulbjerg K. // Structure and Collisions of Ions and Atoms in: Topics Curr. Phys. Vol. 5. Berlin: Springer, 1978.
- [18] Hubbel J.H., Veigle W.J., Briggs E.A. et al. // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1975. Vol. 4. P. 471.
- [19] McGuire J.H., Stolterfoht N., Simony P.R. // Phys. Rev. A. 1981. Vol. 24. P. 97.
- [20] Anholt R. // Phys. Lett. A. 1988. Vol. 114. P. 126.

- [21] *Bohr N.* // K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat.-Fys. Medd. 1948. Vol. 1. N 8. Sect. 3.3, 4.2.
- [22] *Macdonald J.R., Martin F.W.* // Phys. Rev. A. 1971. Vol. 4. P. 1965. Ibid. Vol. 4. P. 1974.
- [23] *Erb W.* // Report GSI-P-7-78. Darmstadt (Germany), 1978.
- [24] *Franzke B.* // IEEE, 1981. Vol. NS-28. P. 2116.
- [25] *Graham W.G., Berkner K.H., Bernstein E.V.* et al. // J. Phys. B. 1985. Vol. 18. P. 2503.
- [26] *Hippler R., Datz S., Miller P.D.* et al. // Phys. Rev. A. 1987. Vol. 35. P. 585.
- [27] *Anholt R., Xu X.-Y., Stoller Ch.* et al. // Phys. Rev. A. 1988. Vol. 37. P. 1105.
- [28] *Tipping T.N., Sanders J.M., Hall J.* et al. // Phys. Rev. A. 1988. Vol. 37. P. 2906.
- [29] *Hülskötter H.-P., Meyerhof W.E., Dillard E.* et al. // Rev. Lett. 1989. Vol. 63. P. 1938.
- [30] *Bowman S.A., Bernstein E.M., Tanis J.A.* // Phys. Rev. A. 1989. Vol. 39. P. 4423.
- [31] *Hülskötter H.-P., Feinberg B., Meyerhof W.E., Belkacem A.* // Phys. Rev. A. 1991. Vol. 44. P. 1712.
- [32] *Rymuza P., Stöhlker Th., Cocke C.L.* // J. Phys. B. 1993. Vol. 26. P. L169.
- [33] *Heber O., Sampoll G., Bandong B.B.* // Phys. Rev. A. 1995. Vol. 52. P. 4578.
- [34] *Wu W., Wong K.L., Montenegro E.C.* et al. // Phys. Rev. A. 1997. Vol. 55. P. 2771.
- [35] *Shevelko V.P., Böhne D., Stöhlker Th.* // Nucl. Instrum. Meth. A. 1998. 415. P. 609.
- [36] *Shevelko V.P., Brinzaescu O., Jacoby W.* et al. // Beam Lifetimes of Low-Charged Ions in Storage Rings: Hyperfine Interactions. 1998. Vol. 114. P. 289.
- [37] *Kato T., Tawara H.* // Atom. Data and Nucl. Data Tables. 1987. Vol. 36. P. 167.
- [38] *Вайнштейн Л.А., Шевелько В.П.* // Структура и характеристики ионов в горячей плазме. М.: Наука, 1986. Препринт ФИАН. М., 1996. № 43.
- [39] *Дмитриев И.С.* // Вестник МГУ. 1999. Сер. 3. № 2. С. 22.
- [40] *Dmitriev I.S., Zaikov V.P., Tashaev Yu.A.* // Nucl. Instrum. Meth. B. 1979. Vol. 164. P. 329.