

УДК 539.186.3

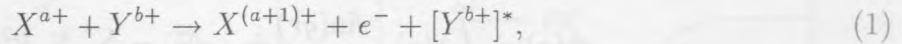
ПРОГРАММА LOSS ДЛЯ РАСЧЕТА СЕЧЕНИЙ ИОНИЗАЦИИ БЫСТРЫХ ИОНОВ НА АТОМНЫХ МИШЕНЯХ

И. Ю. Толстихина, В. П. Шевелько

Приведено описание компьютерного кода LOSS для расчета сечений ионизации (обдирки) налетающих ионов при столкновении с атомами и ионами. Программа учитывает атомную структуру мишени в виде ее эффективного заряда в представлении переданного импульса. Приводятся первые результаты численных расчетов по программе LOSS сечений обдирки и времен жизни ионных пучков для тяжелых малозарядных ионов Pb, Bi и U, представляющих интерес для физики пучкового термоядерного синтеза. Получены законы подобия сечений обдирки для столкновений Pb-подобных ионов на нейтральных атомах; из-за влияния эффектов экранировки сечения обдирки пропорциональны фактору $Z^{1.4}$, где Z – заряд ядра атома мишени.

Процессы с изменением зарядового состояния (перезарядки и ионизации), возникающие при ион-атомных столкновениях, являются основными реакциями, представляющими интерес для ряда проблем физики ионного термоядерного синтеза, образования долгоживущих ионных пучков в ускорительных машинах и других задачах [1, 2]. Имеющиеся экспериментальные и теоретические данные по эффективным сечениям таких процессов весьма ограничены, особенно для столкновений тяжелых малозарядных ионов с атомами и ионами [3, 4], поэтому систематические расчеты столкновительных характеристик указанных процессов приобретают самостоятельный интерес.

В настоящей работе представлено описание программы LOSS для расчета борновских сечений одноэлектронной обдирки (ионизации налетающих ионов)



где X и Y – произвольные атомы или ионы. Звездочка в правой части (1) означает, что в результате столкновения атом (или ион) мишени может перейти в возбужденное состояние или ионизоваться. Программа LOSS работает в представлении переданного импульса (q -представлении) с учетом атомной структуры мишени и частично использует программу АТОМ, описанную в работах [5, 6], для расчета волновых функций ионизуемого электрона налетающего иона. Представлены первые результаты расчетов по программе LOSS сечений обдирки и времен жизни ионных пучков тяжелых малозарядных ионов. В работе [7] дано описание программы CAPTURE для расчета сечений другого процесса с изменением зарядового состояния: перезарядки для ион-атомных и ион-ионных столкновений при скоростях относительного движения $v > 1 a.e.$ ($1 a.e. = 2.2 \times 10^8 \text{ см/с}$) в представлении параметра удара.

Используется система атомных единиц: $e = m = \hbar = 1$.

Теория процессов обдирки быстрых атомов и ионов. Расчет сечений обдирки (1) быстрых атомов и ионов с учетом атомной структуры мишени даже в борновском приближении довольно затруднителен (см., например, [8 – 10]). Поэтому наиболее часто используется его модификация, так называемое замкнутое приближение (*closure approximation*), согласно которому сечение обдирки для скоростей относительного движения $v > 1 a.e.$ можно представить в виде

$$\sigma(v) = \frac{8\pi a_0^2}{v^2} \sum_P \sum_\lambda \int_0^\infty d\epsilon \int_{q_{min}}^\infty \frac{dq}{q^3} |F_P(q, \epsilon, \lambda)|^2 \cdot |Z_T(q)|^2, \quad (2)$$

$$|F_P(q, \epsilon, \lambda)|^2 = |\langle \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}) | 0 \rangle_P|^2, \quad (3)$$

$$q_{min} = (I_P + \epsilon)/v, \quad (4)$$

где индексы P и T относятся к налетающему иону и мишени, соответственно, v – относительная скорость сталкивающихся частиц, q – переданный импульс (передача импульса), I_P – энергия связи ионизуемого электрона, ϵ, λ – энергия и орбитальный момент свободного электрона. Функция F_P – борновская амплитуда ионизации, $Z_T(q)$ – эффективный заряд мишени в представлении переданного импульса q , который согласно [8] можно представить в виде

$$|Z_T(q)|^2 = [Z - \Phi(q)]^2 + [N - \Phi^2(q)/N], \quad (5)$$

где Z , N – заряд ядра и число электронов мишени; для нейтральных мишеней $Z = N$.
Фурье-образ $\Phi(q)$ электронной плотности $\rho(r)$ мишени имеет вид:

$$\Phi(q) = \int_0^{\infty} \rho(r) \cdot \frac{\sin(qr)}{qr} dr, \quad \rho(r) = \sum_{\gamma} N_{\gamma} P_{\gamma}^2(r), \quad (6)$$

где суммирование проводится по всем оболочкам мишени γ с волновыми функциями $P_{\gamma}(r)$, имеющими нормировку

$$\int_0^{\infty} P_{\gamma}^2(r) dr = 1. \quad (7)$$

Фурье-компоненты $\Phi(q)$ электронной плотности *нейтральных* атомов ($Z = N$), вычисленные с волновыми функциями Хартри – Фока, затабулированы в [11].

При выводе формул (2–5) использовалось свойство полноты атомных волновых функций мишени, которое отражает физический смысл "замкнутого" приближения

$$\sum_{k \neq j} \langle j | \exp(i\mathbf{qr}) | k \rangle \langle k | \exp(-i\mathbf{qr}) | j \rangle = 1 - |\langle j | \exp(i\mathbf{qr}) | j \rangle|^2. \quad (8)$$

Функции $\Phi(q)$ и $Z_T(q)$ имеют следующие асимптотики по q :

$$q \rightarrow 0: \quad \Phi(q) \rightarrow N, \quad Z_T^2(q) \rightarrow (Z - N)^2, \quad (9a)$$

$$q \rightarrow \infty: \quad \Phi(q) \rightarrow 0, \quad Z_T^2(q) = Z^2 + N. \quad (9b)$$

Заметим, что асимптотика (9б) отражает т.н. *приближение Бора*, согласно которому ионизация быстрых ионов на структурных частицах происходит на неподвижном ядре мишени Z и N ее электронах, так что сечение обдирки пропорционально фактору $Z^2 + N$.

В случае простейших мишеней H , He и He^+ функции $\Phi(q)$ и $Z_T(q)$ имеют вид

$$\Phi_H(q) = \frac{1}{(1 + q^2/4)^2}, \quad |Z_H(q)|^2 = \left[1 - \frac{1}{(1 + q^2/4)^2} \right]^2 + \left[1 - \frac{1}{(1 + q^2/4)^4} \right], \quad (10)$$

$$\Phi_{He}(q) = \frac{2}{(1 + q^2/10.9)^2}, \quad |Z_{He}(q)|^2 = \left[2 - \frac{2}{(1 + q^2/10.9)^2} \right]^2 + \left[2 - \frac{2}{(1 + q^2/10.9)^4} \right], \quad (11)$$

$$\Phi_{He^+}(q) = \frac{1}{(1 + q^2/64)^2}, \quad |Z_{He^+}(q)|^2 = \left[2 - \frac{1}{(1 + q^2/64)^2} \right]^2 + \left[1 - \frac{1}{(1 + q^2/64)^4} \right]. \quad (12)$$

Эффективные заряды H , He и He^+ как функции переданного момента q представлены на рис. 1 и 2. При больших значениях q , функции $|Z_T(q)|^2$ выходят на асимптотику $Z^2 + N$ согласно (9).

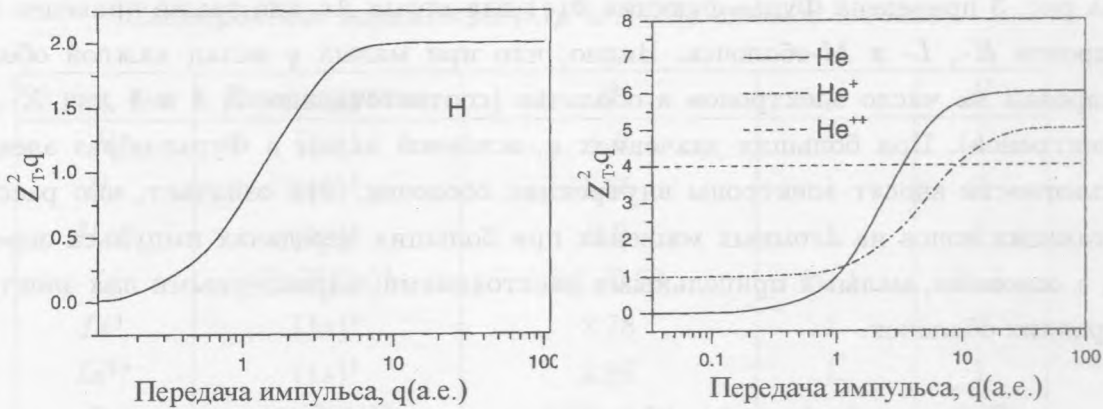


Рис. 1. Эффективный заряд атома H как функция переданного момента q (а.е.), формула (10).

Рис. 2. Эффективные заряды атома He и его ионов как функции переданного момента q (а.е.), формулы (11, 12). Пунктирная прямая соответствует квадрату заряда иона He^{++} ($Z^2 \equiv 4$).

Функции Слетера для эффективного заряда мишени. В программе LOSS для расчета эффективного заряда произвольной (атомной или ионной) мишени как функции переданного импульса q используются безузловые функции Слетера

$$P_S(r) = \left[\frac{(2\beta)^{2\mu+1}}{\Gamma(2\mu+1)} \right]^{1/2} \cdot r^\mu e^{-\beta r}, \quad \int_0^\infty P_S^2(r) dr = 1, \quad (13)$$

где β и μ – слетеровские параметры (см., например, [5]), Γ – гамма-функция.

Отметим, что в случае нейтральных атомов использование слетеровских функций для определения функций $\Phi(q)$ приводит к согласию с табличными значениями [11] в пределах 10%. Таблицы функций $\Phi(q)$ для ионов в литературе отсутствуют, однако использование слетеровских функций позволяет определить функции $\Phi(q)$ в простом аналитическом виде и для этого случая.

Нетрудно показать, что Фурье-образ электронной плотности мишени со слетеровскими функциями (13) имеет вид

$$\Phi(q) = \sum_\gamma N_\gamma \frac{1}{2\mu_\gamma x_\gamma} (1 + x_\gamma^2)^{-\mu_\gamma} \sin(2\mu_\gamma \arctg x_\gamma), \quad x_\gamma = q/2\beta_\gamma, \quad (14)$$

где суммирование проводится по всем оболочкам мишени.

На рис. 3 приведена Фурье-функция $\Phi(q)$ для атома Ar, где также приведен вклад электронов K-, L- и M-оболочек. Видно, что при малых q вклад каждой оболочки нормирован на число электронов в оболочке (соответственно, 2, 8 и 8 для K-, L- и M-электронов). При больших значениях q , основной вклад в Фурье-образ электронной плотности вносят электроны внутренних оболочек. Это означает, что рассеяние налетающих ионов на атомных мишенях при больших передачах импульса определяется, в основном, малыми прицельными расстояниями, характерными для электронов внутренних оболочек.

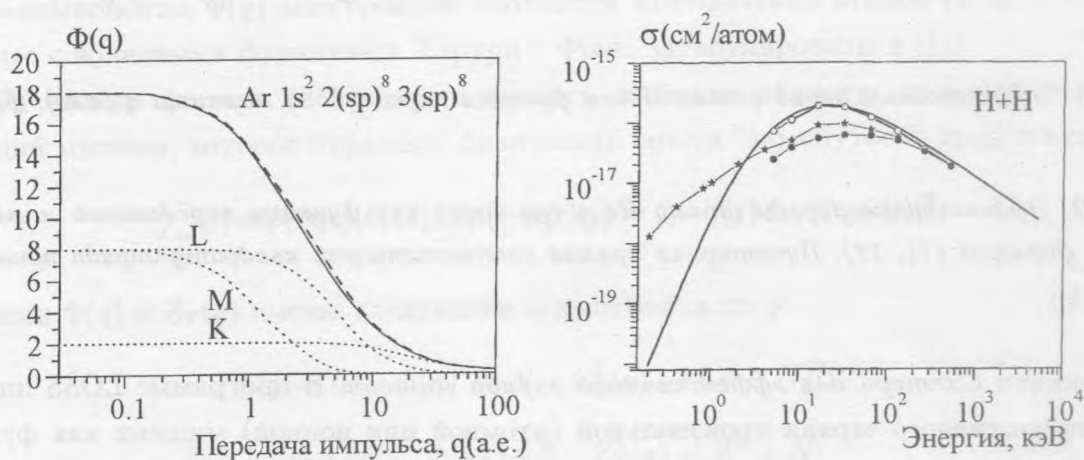


Рис. 3. Фурье-образ $\Phi(q)$ электронной плотности атома Ar как функция переданного момента q (а.е.). Сплошная кривая – табличные данные работы [11], пунктирная кривая – вычислено с помощью слетеровских функций по формуле (14). Точечные кривые соответствуют вкладу различных оболочек (K, L, M) атомов Ar, вычислено по формуле (14).

Рис. 4. Сечения обдирки ($\text{см}^2/\text{атом}$) для столкновений $\text{H} + \text{H}$. Эксперимент: звездочки [21, 22]. Теория: открытые кружки – замкнутое приближение [10], сплошные кружки – точное борновское приближение [10]; сплошная кривая – замкнутое приближение, программа LOSS (настоящая работа).

Т а б л и ц а 1

Слетеровские параметры β , μ и N для атомов и ионов

Атом, ион	Конфигурация	β	μ	N
<i>H</i>	$(1s)^1$	1.0	1.	1
<i>He</i>	$(1s)^2$	1.65	1.	2
<i>He</i> ⁺	$(1s)^1$	2.0	1.	1
<i>Li</i>	$(1s)^2(2s)^1$	2.7, 0.79	1., 1.	2, 1
<i>Li</i> ⁺	$(1s)^2$	2.78	1.	2
<i>Li</i> ²⁺	$(1s)^1$	2.99	1.	1
<i>Be</i>	$(1s)^2(2s)^2$	3.65, 0.59	1., 2.	2, 2
<i>C</i>	$(1s)^2(2s)^4$	5.65, 1.02	1., 2.	2, 4
<i>N</i>	$(1s)^2(2s)^5$	6.65, 1.73	1., 2.	2, 5
<i>O</i>	$(1s)^2(2s)^6$	7.65, 1.93	1., 2.	2, 6
<i>F</i>	$(1s)^2(2s)^7$	8.65, 2.42	1., 2.	2, 7
<i>Ne</i>	$(1s)^2(2s)^8$	9.65, 2.92	1., 2.	2, 8
<i>Ar</i>	$(1s)^2(2sp)^8(3sp)^8$	17.65, 6.92, 2.25	1., 2., 3.	2, 8, 8
<i>Ar</i> ⁺	$(1s)^2(2sp)^8(3sp)^7$	17.65, 7.39, 2.89	1., 2., 3.	2, 8, 7
<i>Xe</i>	$(1s)^2(2sp)^8(3sp)^8$	53.65, 24.92, 14.25,	1., 2., 3.	2, 8, 8
	$(3d)^{10}(4sp)^8$	10.95, 7.5,	3., 3.5,	10, 8,
	$(4d)^{10}(5sp)^8$	4.24, 2.06	3.5, 4.	10, 8
<i>Bi</i> ¹⁺	$(1s)^2(2sp)^8(3sp)^8$	82.65, 39.64, 24.48,	1., 2., 3.	2, 8, 8
	$(3d)^{10}(4sp)^8$	20.49, 15.,	3., 3.5,	10, 8,
	$(4df)^{24}(5sp)^8$	10.58, 6.1,	3.5, 4.,	24, 8
	$(5d)^{10}(6sp)^4$	3.33, 1.66	4., 4.5,	10, 4
<i>U</i> ⁴⁺	$(1s)^2(2sp)^8(3sp)^8$	91.65, 43.92, 26.92,	1., 2., 3.	2, 8, 8
	$(3d)^{10}(4sp)^8$	20.24, 18.36,	3., 3.5,	10, 8,
	$(4df)^{24}(5sp)^8$	12., 8.58,	3.5, 4.,	24, 8
	$(5d)^{10}(6sp)^8(5f^2)$	5.21, 3.22, 0.91	4., 4.5, 4.	10, 8, 2

В программе LOSS информация об атомной или ионной мишени задается в файле

T.SLT в виде:

- Число слетеровских оболочек
- Заряд ядра, число электронов мишени
- Слетеровские параметры β_γ
- Слетеровские параметры μ_γ
- Число электронов в оболочках γ

Для ряда атомов и ионов мишени, представляющих интерес для приложений, слетеровские параметры приведены в табл. 1.

Волновые функции оптического электрона. В программе LOSS для расчета волновых функций налетающего иона и борновских амплитуд ионизации $F_P(q)$ используются подпрограммы компьютерного кода АТОМ, созданного в отделении Оптики ФИАН и описанной в [5, 6]. В программе АТОМ волновые функции связанного и свободного состояний оптического электрона (совершающего переход) находятся путем численного решения радиального уравнения Шредингера с центрально-симметричным потенциалом $U_C(r)$ атомного остатка и с заданным значением энергии ϵ :

$$\left(\frac{d^2}{dr^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} - \frac{2}{\omega} U_C(r/\omega) + \epsilon \right) \cdot P(r) = - \sum_{\gamma, \kappa} \frac{2a}{\omega} \hat{G}_\kappa^\gamma \cdot P(r/\omega), \quad (15)$$

где правая часть (15) соответствует обменному взаимодействию, ϵ – энергия оптического электрона в Ry ($1Ry = 13.606 \text{ эВ}$), ω – собственное значение уравнения (15). Эффективное поле $U_C(r)$ атомного остатка вычисляется с теми же функциями Слетера (13), что и эффективный заряд мишени $Z_T(q)$. При правильном задании энергии ϵ и слетеровских параметров остова $(\beta, \mu, N)_\gamma$ параметр ω принимает значение, близкое к единице: $0.5 < \omega < 2.0$.

Для дискретного спектра ($\epsilon < 0$) энергии являются энергиями связи связанных состояний с квантовыми числами n, l ; они задаются в библиотеке уровней (файл A.LIB). В случае непрерывного спектра ($\epsilon > 0$), волновые функции $P_{\epsilon l}(r)$ вычисляются с помощью уравнения (15) с максимально возможным значением орбитального момента выбитого электрона $\lambda_{max} = 18$.

При работе с программой LOSS необходимо задание трех компонент:

1. параметра $KH = 9$ в атомной карте перехода (файл A.TRN) как признак расчета сечений обдирки,
2. файла A.SLT (слетеровские параметры оболочек атомного остатка) для расчета волновых функций оптического электрона налетающего иона; при этом количество чисел в каждой строке файла не должно превышать 10,

3. файла T.SLT (слетеровские параметры оболочек мишени) для расчета эффективного заряда мишени.

Более подробное описание деталей численного расчета волновых функций по программе АТОМ и описание файлов А.ТRN и А. SLT приведено в работах [5, 6].

Численные расчеты сечений обдирки и времен жизни ионных пучков. Расчет сечений обдирки ионов на атомах проводился с помощью программы LOSS по формулам (2)–(7); результаты представлены на рис. 4 – 8 в сравнении с экспериментальными данными и расчетами других авторов. На рис. 4 представлены сечения обдирки для столкновения $H + H$, т.е. самых легких систем. В области энергий $E = 10 - 100$ кэВ/н, замкнутое приближение завышает экспериментальные данные в 2–3 раза, что является стандартной погрешностью данного приближения при малых энергиях. При всех энергиях результаты расчетов по программе LOSS хорошо согласуются с аналогичными расчетами, выполненными в работе [10].

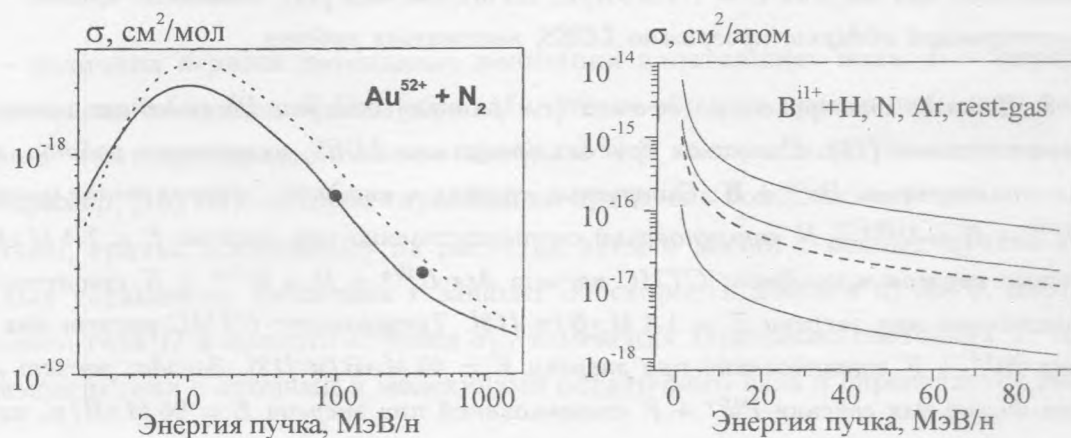


Рис. 5. Сечения обдирки ($\text{см}^2/\text{мол}$) для столкновений $\text{Au}^{52+} + \text{N}_2$. Эксперимент: сплошные кружки – [12]. Теория: точки – замкнутое приближение [12]; сплошная кривая – программа LOSS – настоящая работа.

Рис. 6. Сечения обдирки ($\text{см}^2/\text{атом}$) для столкновений $\text{Bi}^{11+} + \text{H}, \text{N}, \text{Ar}$ и остаточный газ (*rest-gas*), состоящий из смеси 77% $\text{H}_2 + 20\% \text{N}_2 + 3\% \text{Ar}$. Все кривые – программа LOSS, настоящая работа.

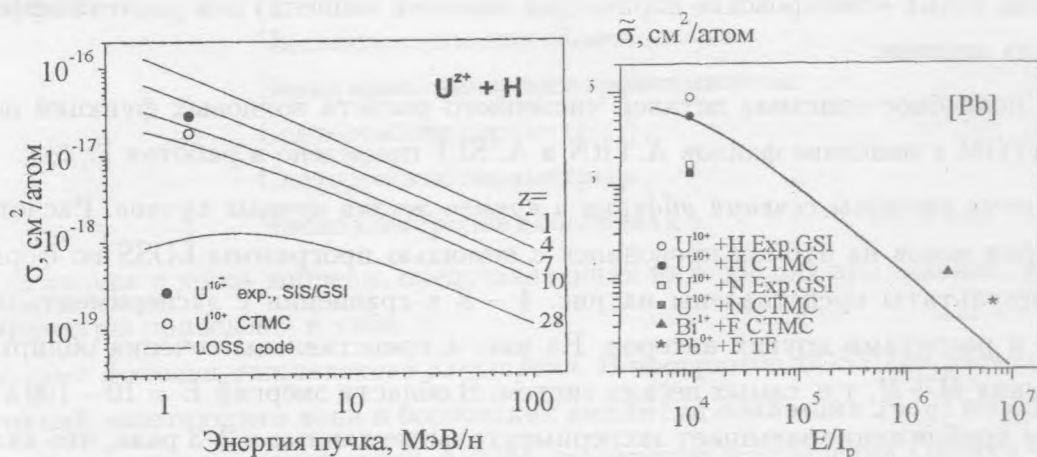


Рис. 7. Сечения обдирки ($\text{см}^2/\text{атом}$) для столкновений U^{z+} ($z = 1, 4, 7, 10, 28$) + H. Эксперимент: звездочка – данные SIS/GSI [18] для случая $U^{10+} + H$ столкновений при энергии $E = 1.4 \text{ МэВ/н}$. Теория: открытый кружок – сечение одноэлектронной обдирки для $U^{10+} + H$ столкновений при энергии $E = 1.4 \text{ МэВ/н}$, CTMC расчет [13]; сплошные кривые – сечения одноэлектронной обдирки, программа LOSS, настоящая работа.

Рис. 8. Дважды скалированные сечения ($\text{см}^2/\text{атом}$) обдирки Pb-подобных ионов на нейтральных атомах (16). Сплошная кривая: программа LOSS, настоящая работа, вычислено для столкновений $Bi^{1+} + H$. Открытые кружок и квадрат: экспериментальные данные для $U^{10+} + H$ и $U^{10+} + N$ столкновений соответственно при энергии $E = 1.4 \text{ МэВ/н}$ [18]. Сплошные кружок и квадрат: CTMC расчет для $U^{10+} + H$ и $U^{10+} + N$ столкновений соответственно при энергии $E = 1.4 \text{ МэВ/н}$ [13]. Треугольник: CTMC расчет для полного сечения $Bi^{1+} + F$ столкновений при энергии $E = 40 \text{ МэВ/н}$ [13]. Звезда: расчет методом Томаса-Ферми для сечения $Pb^{0+} + F$ столкновений при энергии $E = 96 \text{ МэВ/н}$, из работы [22].

Сечения обдирки многозарядных ионов золота на молекулах азота представлены на рис. 5. Результаты расчетов по программе LOSS в целом хорошо согласуются с аналогичными расчетами [12] во всей области энергий кроме области больших энергий ($E > 200 \text{ МэВ/н}$), где сечение [12] убывает гораздо медленнее, чем это должно следовать из свойств борновского приближения.

На рис. 6 представлены сечения обдирки однозарядных ионов висмута на атомах H, N, Ar и смеси $77\%H_2 + 20\%N_2 + 3\%Ar$ остаточного газа, являющейся стандартной для накопительного кольца SIS/GSI (Дармштадт, ФРГ); где планируется проведение

соответствующих экспериментов.

Сечения обдирки ионов урана U^{z+} ($z = 1, 4, 7, 10, 28$) на атомах H представлены на рис. 7 в сравнении с экспериментальными данными и расчетами методом СТМС [13]. Расчеты [13] показали, что в полное сечение обдирки тяжелых малозарядных ионов большой вклад (до 50% и более) могут вносить процессы многоэлектронной ионизации налетающих ионов, т.е. суммарная ионизация двух, трех и т.д. электронов налетающих ионов.

Предварительные расчеты сечений обдирки тяжелых ионов на нейтральных атомах, выполненные в [14], показали, что сечения не пропорциональны фактору Z^2 , где Z – заряд ядра атома мишени, а из-за эффектов экранировки электронами ядра мишени эта зависимость гораздо слабее. Так, для случая обдирки Pb -подобных ионов на нейтральных атомах при энергиях $E = 1 - 100$ МэВ/н, сечения одноэлектронной обдирки имеют следующий закон подобия (скелирования):

$$\tilde{\sigma} = \sigma \cdot \left(\frac{I_P}{Z \cdot Ry} \right)^{1.4}, \quad \tilde{E} = E/I_P, \quad \tilde{E} > 10^4, \quad (16)$$

где I_P – величина первого потенциала ионизации налетающего иона, E – энергия налетающего иона на нуклон. Таким образом, сечение обдирки пропорционально фактору $Z^{1.4}$, а не Z^2 как в приближении закона подобия $Z^2 + Z$, часто используемого для расчетов (см., например, [15, 16]), которое справедливо при очень больших энергиях.

Наконец, кратко остановимся на расчетах времен жизни τ ионных пучков в ускорительных установках. Величина τ зависит от скорости ионов в пучке v , плотности остаточного газа D и полного сечения σ_{tot} изменения зарядового состояния пучка при его взаимодействии с атомами и молекулами остаточного газа и определяется выражением

$$\tau(v) = [Dv\sigma_{tot}(v)]^{-1}. \quad (17)$$

Полное сечение $\sigma_{tot}(v)$ определяется суммой сечений перезарядки σ_c и сечений обдирки σ_l с учетом всех многоэлектронных процессов, т.е. многоэлектронной перезарядки и многоэлектронной ионизации налетающих ионов. Как правило, основной вклад в $\sigma_{tot}(v)$ вносится одноэлектронными процессами, однако в случае тяжелых малозарядных ионов (тяжелее Xe) вклад многоэлектронных процессов может достигать 50% (см., например, экспериментальные работы [17, 18]). В настоящей работе сечения обдирки, перезарядки и времена жизни ионных пучков вычислялись для одноэлектронных процессов, т.е. многоэлектронные процессы не учитывались.

Если остаточный газ состоит из смеси различных компонент с относительными концентрациями Y_T , то полное сечение изменения зарядового состояния определяется суммой

$$\sigma_{tot}(v) = \sum_T Y_T [\sigma_C^{(T)}(v) + \sigma_I^{(T)}(v)]. \quad (18)$$

В случае молекулярных мишеней сечения перезарядки и обдирки в борновской области энергий обычно представляют как сумму соответствующих атомных сечений. Например, в случае H_2 мишени сечение обдирки (и перезарядки) вычисляется в виде

$$\sigma(H_2) = 2 \cdot \sigma(H).$$

Строго говоря, Фурье-образ электронной плотности молекулы $\Phi(H_2)$ не равен произведению $2\Phi_H(q)$, т.е. $\Phi(H_2) \neq 2\Phi_H(q)$, однако это отличие сказывается при довольно малых скоростях относительного движения, которые здесь не рассматриваются (эта проблема обсуждается, например, в [19]).

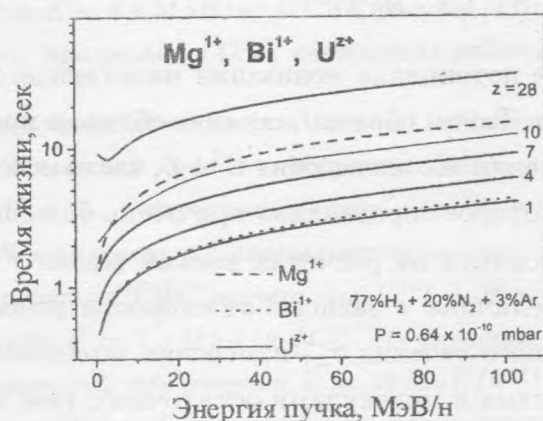


Рис. 9. Времена жизни пучков ионов Mg^{1+} , Bi^{1+} и U^{z+} ($z = 1, 4, 7, 10, 28$) на остаточном газе $77\%H_2 + 20\%N_2 + 3\%Ar$ при давлении 0.64×10^{-10} мбар: формула (17), программы CAPTURE и LOSS, настоящая работа.

Численные расчеты времен жизни пучков ионов Mg^{1+} , Bi^{1+} и U^{z+} ($z = 1, 4, 7, 10, 28$) на остаточном газе с составом $77\%H_2 + 20\%N_2 + 3\%Ar$ представлены на рис. 9. Сечения одноэлектронной перезарядки вычислялись по программе CAPTURE [7]; для диапазона относительных энергий $E = 1 - 25$ МэВ/н сечения перезарядки для всех указанных ионов малы по сравнению с сечениями обдирки, за исключением ионов U^{28+} , которые

представлены в табл. 2. Отметим, что величины сечений в табл. 2 с точностью до 50% совпадают с оценкой сечений по известной полуэмпирической формуле Шлахтера [20] для безызлучательной перезарядки многозарядных ионов на нейтральных атомах. Как видно из рис. 9, в случае ионов U^{28+} в области энергий $E \approx 1 \text{ МэВ/н}$ имеется небольшой минимум на зависимости времени жизни пучка от скорости, который и связан с влиянием процессов перезарядки.

Т а б л и ц а 2

Сечения одноэлектронной перезарядки ($\text{см}^2/\text{атом}$) ионов U^{28+} на атомах H , N и Ar как функции энергии ионов (МэВ/н), вычисленные по программе CAPTURE [7] с учетом многоканальной нормировки. 4.76 – 18 означает 4.76×10^{-18}

$E, \text{МэВ/н}$	H	N	Ar
0.8	4.76-18	7.00-17	8.30-17
1.6	1.08-18	4.10-17	5.81-17
3.2	7.08-20	1.79-17	3.01-17
6.4	2.81-21	4.86-18	1.16-17
12.8	–	4.27-19	2.76-18
25.6	–	–	3.82-19

Заключение. Предложен эффективный метод определения Фурье-образа электронной плотности атомов и ионов с помощью радиальных функций Слетера. Дано краткое описание новой компьютерной программы LOSS для расчета сечений ионизации быстрых атомов и ионов на мишенях с учетом их атомной структуры. Приведены результаты первых расчетов сечений и времен жизни пучков тяжелых малозарядных ионов, представляющих интерес для проблем УТС.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 99-02-16602, 00-02-17825 и INTAS 99-1326/3.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Lindl J. D. Inertial Confinement Fusion, AIP Press, Springer, New York, 1998.
- [2] Hofmann I., Plass G. (eds.) The HIDIF-Study, Report GSI-98-06, Darmstadt 1998.

- [3] Пресняков Л. П., Шевелько В. П., Янев Р. К. Элементарные процессы с участием многозарядных ионов. М., Атомиздат, 1986.
- [4] Melcher F., in: Atomic Physics with Heavy Ions, ed. by H. F. Beyer and V. P. Shevelko, Springer, Berlin (1999), p. 323.
- [5] Вайнштейн Л. А., Шевелько В. П. Структура и характеристики ионов в горячей плазме. М., Наука, 1986.
- [6] Vainshtein L. A., Shevelko V. P. The ATOM code, Preprint FIAN, N 43, Moscow, 1996.
- [7] Толстихина И. Ю., Шевелько В. П. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 5, 46 (2000).
- [8] Anholt R. Phys. Rev., **A19**, 1004 (1979); Phys. Rev., **A31**, 3579 (1985).
- [9] Anholt R., et al. Phys. Rev., **A32**, 3302 (1985).
- [10] Anholt R. Phys. Lett., **A114**, 126 (1986).
- [11] Hubbell J. H., et al. J. Phys. Chem. Ref. Data, **4**, 471 (1975).
- [12] Hueliskoetter H.-P., et al. Phys. Rev., **44**, 1712 (1991).
- [13] Olson R. Proceedings of the Conference Heavy-Ion Fusion, San Diego (2000) (to be published).
- [14] Shevelko V. P., Stoehlker Th., Tolstikhina I. Yu. GSI Report-54 (Darmstadt, 2000).
- [15] Shevelko V. P., Boehne D., Stoehlker Th. Nucl. Instr. Meth., **A415**, 609 (1998).
- [16] Bakaldin A. V., Voronov S. A., Koldashev S. V., Shevelko V. P. JTP, **45**, 1115 (2000).
- [17] Erb W. Repoort GSI-P-7-78, Darmstadt 1978.
- [18] Franzke B. IEEE, **NS-28**, 2116 (1981).
- [19] Meyerhof W. E., et al. Phys. Rev., **A43**, 5907 (1991).
- [20] Schlachter A. S., et al. Phys. Rev., **A27**, 3372 (1983).
- [21] McClure G. W. Phys. Rev., **166**, 22 (1968).
- [22] Gealy M. W., van Zyl B. Phys. Rev., **A36**, 3100 (1987).
- [23] Vay J. L., Deutsch C. Physics of Plasmas, **5**, 1190 (1998).

Поступила в редакцию 8 сентября 2000 г.