

01;02

Потери энергии быстрыми тяжелыми высокозарядными структурными ионами при столкновениях со сложными атомами

© В.И. Матвеев, Д.Б. Сидоров

Поморский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
163002 Архангельск, Россия
e-mail: matveev.victor@pomorsu.ru

(Поступило в Редакцию 26 июня 2006 г. В окончательной редакции 11 декабря 2006 г.)

Развита непертурбативная теория потерь энергии быстрыми тяжелыми высокозарядными структурными ионами при столкновениях с нейтральными сложными атомами с учетом одновременных возбуждений электронных оболочек иона и атома. Результатом работы являются формулы для эффективного торможения, аналогичные известным формулам Бете–Блоха. В качестве примера рассчитаны потери энергии частично ободранных ионов урана U^{q+} ($10 \leq q \leq 70$) при столкновениях с атомами аргона и потери энергии ионов Au, Pb и Bi на нескольких мишенях. Проведено сравнение с экспериментом.

PACS: 34.50.Bw

Введение

Частично ободранные ионы — структурные ионы высоких зарядов и энергий, состоящие из ядра и некоторого количества связанных электронов, — используются во многих экспериментах, проводимых на ускорителях тяжелых ионов (см., например, [1–3] и приведенные там ссылки). Строго говоря, столкновения таких ионов с атомами следует рассматривать как столкновение двух сложных систем, при котором происходит одновременное возбуждение электронных оболочек обеих сталкивающихся систем. Ниже будем называть структурный ион снарядом, а атом — мишенью. В настоящее время активизировался интерес к процессам многократных возбуждений электронных оболочек снаряда при столкновениях тяжелых ионов с нейтральными атомами. Например, в работах [1,2] были измерены сечения многократной ионизации (потеря до 15 электронов) быстрых ионов урана при столкновениях с многоэлектронными нейтральными атомами. Измерения показали, что при увеличении степени ионизации на единицу соответствующее сечение убывало менее чем в два раза, и была отмечена необходимость рассчитывать подобные процессы непертурбативными (не предполагающими малости возмущения) методами. Аналогичный вывод может быть сделан и для процессов ионизационных потерь энергии. Действительно, эффективное торможение равно энергии ионизации, умноженной на сечение ионизации. На двукратную ионизацию приходится примерно в два раза большая энергия, чем на однократную, и если сечение двукратной ионизации в два раза меньше, чем сечение однократной ионизации, то произведение энергии на соответствующее сечение не меняется, аналогично и для ионизации более высокой кратности. Другими словами, вклад многоэлектронных переходов в эффективное торможение следует ожидать сравнимым по порядку величины с вкладом одноэлектронных возбуждений и ионизации. Ясно, что подобные

процессы не описываются в рамках первого борновского приближения, используемого в известных расчетах [4–8] по теории возмущений потерь энергии при столкновениях быстрых структурных ионов с атомами. Рассмотрение непертурбативными квантово-механическими методами подобных процессов существенно затруднено. Связано это, прежде всего, с большим количеством электронов, участвующих в неупругом столкновении, например для столкновения иона U^{10+} с атомом аргона общее число электронов порядка 100. В такой ситуации представляется естественным развитие теории, существенным образом использующей многочастичность задачи. Соответствующее квантово-механическое непертурбативное рассмотрение многократных возбуждений и ионизации снаряда было проведено в недавних работах [9,10]. Аналогичное рассмотрение потерь энергии до настоящего времени не проводилось.

В настоящей работе развита непертурбативная теория потерь энергии быстрыми тяжелыми структурными ионами при столкновениях с нейтральными сложными атомами, с учетом всевозможных, в том числе многократных, возбуждений и ионизации как снаряда, так и мишени. Существенного упрощения задачи удалось достигнуть путем рассмотрения многоэлектронных мишеней и ограничением рассмотрения высокозарядных структурных ионов, видимый заряд Z_p которых много больше единицы (например, ион урана U^{28+}), когда характерный размер электронной шубы иона-снаряда много меньше характерного размера нейтрального атома-мишени. Результатом работы являются формулы для эффективного торможения, аналогичные известным формулам Бете–Блоха. Проведены расчеты потерь энергии ионов урана U^{q+} ($10 \leq q \leq 70$) при столкновениях с атомами аргона (именно такие партнеры по столкновениям использовались в экспериментах [1,2] по многократной обдирке снарядов) и потери энергии ионов Au, Pb и Bi на нескольких мишенях.

Общая часть

Пусть в результате столкновения снаряда и мишени электроны атома-мишени переходят из состояния φ_0 с энергией ν_0 в состояние φ_n с энергией ν_n и электрона снаряда из состояния ψ_0 с энергией ε_0 в состояние ψ_k с энергией ε_k . Соответствующее сечение обозначим $\sigma_{0 \rightarrow n}^{0 \rightarrow k}$. Эффективное торможение, согласно [11], равно

$$\kappa = \sum_{n,k} (\nu_n + \varepsilon_k - \nu_0 - \varepsilon_0) \sigma_{0 \rightarrow n}^{0 \rightarrow k}. \quad (1)$$

Будем считать, что снаряд и мишень движутся по траекториям с относительным параметром удара \mathbf{b} . Тогда

$$\sigma_{0 \rightarrow n}^{0 \rightarrow k} = \int d^2 b w_{0 \rightarrow n}^{0 \rightarrow k},$$

где $w_{0 \rightarrow n}^{0 \rightarrow k}$ вероятность перехода $0 \rightarrow n$ мишени и $0 \rightarrow k$ иона есть функция от параметра удара \mathbf{b} . Поэтому

$$\begin{aligned} \kappa &= \int d^2 b \left(\sum_k (\varepsilon_k - \varepsilon_0) \sum_n w_{0 \rightarrow n}^{0 \rightarrow k} + \sum_n (\nu_n - \nu_0) \sum_k w_{0 \rightarrow n}^{0 \rightarrow k} \right) \\ &= \int d^2 b \left(\sum_k (\varepsilon_k - \varepsilon_0) W_{0 \rightarrow k}^{(p)} + \sum_n (\nu_n - \nu_0) W_{0 \rightarrow n}^{(t)} \right), \quad (2) \end{aligned}$$

где

$$W_{0 \rightarrow k}^{(p)}(\mathbf{b}) = \sum_n w_{0 \rightarrow n}^{0 \rightarrow k} \quad (3)$$

— вероятность перехода $0 \rightarrow k$ электронов снаряда в зависимости от прицельного параметра \mathbf{b} при произвольной судьбе мишени (просуммированная по всем конечным состояниям атома-мишени). Аналогично

$$W_{0 \rightarrow n}^{(t)}(\mathbf{b}) = \sum_k w_{0 \rightarrow n}^{0 \rightarrow k} \quad (4)$$

— вероятность перехода $0 \rightarrow n$ электронов атома в зависимости от прицельного параметра \mathbf{b} при произвольной судьбе снаряда (просуммированная по всем конечным состояниям иона-снаряда).

Рассмотрим сначала $W_{0 \rightarrow k}^{(p)}$. Обозначим: N_a — полное число электронов в атоме, N_p — полное число электронов в ионе. Удобно считать, что снаряд покоится в начале системы координат, а мишень движется с постоянной скоростью \mathbf{v} по прямолинейной траектории, координаты ядра атома-мишени $\mathbf{R} = \mathbf{b} + \mathbf{v}t$, где \mathbf{b} — параметр удара, t — время. Потенциал взаимодействия снаряда и мишени имеет вид (здесь и везде ниже используются атомные единицы):

$$\begin{aligned} V(\{\mathbf{r}_a\}, \{\mathbf{r}_p\}, t) &= - \sum_{a=1}^{a=N_a} \frac{Z_p}{|\mathbf{R}(t) + \mathbf{r}_a|} \\ &- \sum_{p=1}^{p=N_p} \frac{Z_a}{|\mathbf{R}(t) - \mathbf{r}_p|} + \frac{1}{2} \sum_{p=1, a=1}^{p=N_p, a=N_a} \frac{1}{|\mathbf{R}(t) + \mathbf{r}_a - \mathbf{r}_p|}, \quad (5) \end{aligned}$$

где Z_p — заряд ядра снаряда, Z_a — заряд ядра мишени, \mathbf{r}_p — координаты электрона ($p = 1, 2, \dots, N_p$) струк-

турного иона-снаряда относительно ядра снаряда; аналогично \mathbf{r}_a — координаты электрона атома-мишени относительно ядра мишени; межъядерное взаимодействие опущено (как не вызывающее электронных переходов). В третьей сумме в правой части (5) $p \neq a$. Таким образом, потенциал $V(\{\mathbf{r}_a\}, \{\mathbf{r}_p\}, t)$ есть функция не только относительных координат ядер снаряда и мишени $\mathbf{R} = (\mathbf{v}t, \mathbf{b})$, но и положений всех электронов мишени, совокупность координат которых обозначим $\{\mathbf{r}_a\}$, и положений всех электронов снаряда, совокупность координат которых обозначим $\{\mathbf{r}_p\}$. Состояния электронов изолированной мишени будем описывать полным набором волновых функций $\varphi_n(\{\mathbf{r}_a\})$, состояния электронов изолированного снаряда полным набором волновых функций — $\psi_k(\{\mathbf{r}_p\})$. Тогда начальное состояние сталкивающихся систем $\Phi_{00} = \psi_0(\{\mathbf{r}_p\})\varphi_0(\{\mathbf{r}_a\})$, конечное — $\Phi_{kn} = \psi_k(\{\mathbf{r}_p\})\varphi_n(\{\mathbf{r}_a\})$. Далее, мы как и в работах [9,10] (см. также [12,13]), будем считать относительную скорость столкновения v большой, и поэтому возмущение (5) — действующим внезапно. Приведем соответствующие условия: время столкновения снаряда и мишени $\tau_c \sim a/v$, где $a \sim 1$ — характерный размер сталкивающихся систем, характерное время обращения электронов на орбите τ_s следует считать ~ 1 как для электронов снаряда, так и мишени, поскольку цель нашего рассмотрения — столкновения многоэлектронных систем, у которых подавляющее число электронов находится на верхних оболочках с большими квантовыми числами. Таким образом, для применимости представлений о внезапности возмущения $\tau_c \ll \tau_s$ в интересующем нас случае достаточно выполнения неравенства $v \gg 1$. В приближении внезапных возмущений амплитуда перехода электрона атома-мишени из состояния $\varphi_0(\{\mathbf{r}_a\})$ в $\varphi_n(\{\mathbf{r}_a\})$ и электрона снаряда из состояния $\psi_0(\{\mathbf{r}_p\})$ в $\psi_k(\{\mathbf{r}_p\})$ в результате столкновения равна [14,15]

$$A_{0 \rightarrow k}^{0 \rightarrow n} = \left\langle \Phi_{kn} \left| \exp \left(-i \int_{-\infty}^{+\infty} V(\{\mathbf{r}_a\}, \{\mathbf{r}_p\}, t) dt \right) \right| \Phi_{00} \right\rangle. \quad (6)$$

Соответствующая вероятность $w_{0 \rightarrow n}^{0 \rightarrow k} = |A_{0 \rightarrow k}^{0 \rightarrow n}|^2$. Для получения $W_{0 \rightarrow k}^{(p)}(\mathbf{b})$, согласно (3), суммируем по всем конечным (полный набор) состояниям мишени i , с учетом условия полноты системы функций $\varphi_n(\{\mathbf{r}_a\})$, получим

$$\begin{aligned} W_{0 \rightarrow k}^{(p)}(\mathbf{b}) &= \\ &\left\langle \varphi_0 \left| \left\langle \psi_k \right| \exp \left(-i \int_{-\infty}^{+\infty} U_a(\{\mathbf{r}_a\}, \{\mathbf{r}_p\}, t) dt \right) \right| \psi_0 \right\rangle^2 |\varphi_0\rangle, \quad (7) \end{aligned}$$

где через $U_a(\{\mathbf{r}_a\}, \{\mathbf{r}_p\}, t)$ обозначена часть потенциала $V(\{\mathbf{r}_a\}, \{\mathbf{r}_p\}, t)$, описываемая второй и третьей суммами в правой части формулы (5) и равная потенциалу, действующему со стороны мишени на электрон бомбардирующего иона. Таким образом, нами получена

вероятность $W_{0 \rightarrow k}^{(p)}(\mathbf{b})$ перехода электронов снаряда из состояния ψ_0 в состояние ψ_k в зависимости от прицельного параметра \mathbf{b} при произвольной судьбе мишени (просуммированная по всем конечным состояниям атома-мишени). Непосредственное использование этой формулы затруднено в случае, когда мишени являются существенно многоэлектронными, т.е. $N_a \gg 1$. Однако это же обстоятельство позволяет воспользоваться следующим упрощением. За время столкновения положение электронов мишени относительно ядра мишени не успевает измениться. При большом числе электронов мишени естественно считать, что потенциал, действующий со стороны атома (мишени) на электроны бомбардирующего иона (снаряда), представляет собой среднее от потенциала $U_a(\{\mathbf{r}_a\}, \{\mathbf{r}_p\}, t)$ по начальному — основному — состоянию электронов мишени. Будем считать, что состояния электронов мишени описываются [16] как одноэлектронные орбитали в среднем самосогласованном поле в модели Дирака–Хартри–Фока–Слейтера. Тогда может быть предложена [16] простая аналитическая форма записи для экранирующей функции для нейтральных атомов с атомными номерами $Z_a = 1-92$. Поэтому потенциал, действующий со стороны мишени на электроны снаряда, может быть представлен в виде

$$U_a(\{\mathbf{r}_a\}, \{\mathbf{r}_p\}, t) = - \sum_{p=1}^{p=N_p} \frac{Z_a}{|\mathbf{R}(t) - \mathbf{r}_p|} \sum_{i=1}^{i=3} A_i e^{-\alpha_i |\mathbf{R}(t) - \mathbf{r}_p|}, \quad (8)$$

где A_i и α_i — постоянные табулированные [16] для всех атомных элементов. Таким образом, потенциал U_a в формуле (7) не зависит от координат электронов мишени $\{\mathbf{r}_a\}$ и, поскольку $\langle \varphi_0(\{\mathbf{r}_a\}) | \varphi_0(\{\mathbf{r}_a\}) \rangle = 1$, вероятность (7) перехода электронов снаряда из основного состояния $|\psi_0(\{\mathbf{r}_p\})\rangle$ в произвольное возбужденное $|\psi_n(\{\mathbf{r}_p\})\rangle$ при произвольной судьбе атома-мишени принимает простой вид

$$W_{0 \rightarrow n}(\mathbf{b}) = |\langle \psi_n(\{\mathbf{r}_p\}) | \exp\left(-i \sum_{p=1}^{p=N_p} \chi(\mathbf{b}, \mathbf{r}_p)\right) | \psi_0(\{\mathbf{r}_p\}) \rangle|^2, \quad (9)$$

где функция $\chi(\mathbf{b}, \mathbf{r}_p)$ имеет смысл эйкональной фазы и равна

$$\chi(\mathbf{b}, \mathbf{r}_p) = -\frac{2Z_a}{v} \sum_{i=1}^{i=3} A_i K_0(\alpha_i |\mathbf{b} - \mathbf{s}_p|), \quad (10)$$

где $K_\nu(x)$ — функция Макдональда, \mathbf{s}_p — проекция \mathbf{r}_p на плоскость параметра удара \mathbf{b} . Другими словами, как и в [9,10] (ср. также [17]), (9) представляет собой вероятность возбуждения покоящегося в начале системы координат структурного иона-снаряда движущимся со скоростью v нейтральным атомом-мишенью, описываемым как протяженный объект с пространственно неоднородной плотностью заряда, соответствующей

точечному ядру заряда Z_a , окруженному „шубой“ с плотностью заряда — $\rho_a(\mathbf{r})$, где $\rho_a(\mathbf{r})$ определяется в модели Дирака–Хартри–Фока–Слейтера формулой [16]

$$\rho_a(\mathbf{r}) = \frac{Z_a}{4\pi|\mathbf{r}|} \sum_{i=1}^{i=3} A_i \alpha_i^2 e^{-\alpha_i |\mathbf{r}|}, \quad \sum_{i=1}^{i=3} A_i = 1. \quad (11)$$

В таком же виде искомая вероятность (9), следуя методике, изложенной в работе [17], возбуждения атомов движущимися с релятивистскими скоростями протяженными зарядами может быть получена и в приближении эйконала, применяемом к описанной задаче. Таким образом, формула (9) применима и в случае столкновений движущихся с релятивистскими скоростями снаряда и мишени, если в системе покоя снаряда электроны снаряда нерелятивистские до и после столкновения (аналогичное требование и к электронам мишени в системе покоя мишени).

Вышеприведенное деление партнеров по столкновению на снаряд и мишень принято только для удобства идентификации и является условным, поэтому аналогичные рассуждения могут быть использованы для вычисления и интерпретации $W_{0 \rightarrow n}^{(t)}$ из формулы (4), которая таким образом описывает вероятность возбуждения покоящегося в начале системы координат атома ударом движущегося со скоростью v иона, описываемого как протяженный объект с пространственно неоднородной плотностью заряда, соответствующей точечному ядру заряда Z_p , окруженному „шубой“ с некоторой плотностью заряда — $\rho_p(\mathbf{r})$. Явный вид $\rho_p(\mathbf{r})$ нам для дальнейшего рассмотрения не понадобится, однако для многоэлектронных снарядов $\rho_p(\mathbf{r})$ может быть описана в модели Брандта–Китагава [18].

Таким образом, исходя из нашей интерпретации вероятностей (3) и (4), можно записать потери энергии (2) в простом виде

$$\kappa = \kappa^{(p)} + \kappa^{(t)}, \quad (12)$$

допускающем следующую наглядную интерпретацию: $\kappa^{(p)}$ — потери энергии на возбуждение и ионизацию электронов структурного иона атомом-мишенью, описываемым как протяженный заряд; $\kappa^{(t)}$ — потери энергии на возбуждение и ионизацию электронов атома-мишени структурным ионом, описываемым как протяженный заряд.

Расчет эффективного торможения

Будем рассматривать высокозарядные структурные ионы, видимый заряд Z_p которых много больше единицы (например, ион урана U^{10+}), тогда характерный размер электронной шубы иона много меньше характерного размера нейтрального атома-мишени и можно считать среднее поле атома однородным на размерах иона, что соответствует разложению эйкональной фазы (10) по малым r_p/b с использованием формулы

$$K_0(\alpha_i |\mathbf{b} - \mathbf{s}_p|) \approx K_0(\alpha_i b) + K_1(\alpha_i b) \frac{\alpha_i \mathbf{b} \mathbf{s}_p}{b}. \quad (13)$$

Область параметров удара, в которой справедливо такое разложение, мы будем называть далее областью больших параметров удара: $b_0 < b < +\infty$. Точное значение параметра обрезания b_0 для нас несущественно, поскольку (см. ниже формулы (19)–(21)) зависимость $\kappa^{(p)}$ от b_0 оказывается логарифмической и исчезает при вычислении $\kappa^{(p)}$ во всей области параметров удара. Рассмотрим сначала вклад области больших параметров удара в эффективное торможение $\kappa^{(p)}$. Слагаемое $K_0(\alpha_i b)$ в (13) как не вызывающее электронных переходов может быть опущено, в результате формула (9) примет вид

$$W_{0 \rightarrow k}^{(p)} = \left| \langle k | \exp \left(-i \mathbf{q} \sum_{p=1}^{p=N_p} \mathbf{r}_p \right) | 0 \rangle \right|^2, \quad (14)$$

где вектор \mathbf{q} имеет смысл импульса, передаваемого электронам иона при его столкновении с атомом при значении параметра удара \mathbf{b} , и равен

$$\mathbf{q} = \frac{2Z_a}{v} \sum_{i=1}^3 \alpha_i A_i K_1(\alpha_i b) \frac{\mathbf{b}}{b}. \quad (15)$$

Предельные значения \mathbf{q} имеют прозрачный физический смысл: при $b \rightarrow 0$ переданный импульс $\mathbf{q} \rightarrow 2Z_a \mathbf{b} / (vb^2)$, что соответствует рассеянию на голом ядре атома; а при $b \rightarrow \infty$ импульс $\mathbf{q} \rightarrow 0$, поскольку поле нейтрального атома исчезает (экспоненциально убывает) на больших расстояниях. Рассмотрим $\kappa^{(p)}$ — потери энергии на возбуждение и ионизацию электронов снаряда

$$\begin{aligned} \kappa^{(p)} &= \int d^2b \sum_k (\varepsilon_k - \varepsilon_0) W_{0 \rightarrow k}^{(p)} \\ &= \int d^2b \sum_k (\varepsilon_k - \varepsilon_0) |f_{0k}|^2, \end{aligned} \quad (16)$$

где неупругий форм-фактор $f_{0k} = \langle k | f | 0 \rangle$, $f = \exp(-i \mathbf{q} \sum_{p=1}^{p=N_p} \mathbf{r}_p)$. Следуя [11], нетрудно получить

$$\begin{aligned} &\sum_k (\varepsilon_k - \varepsilon_0) |f_{0k}|^2 \\ &= \langle 0 | \sum_{p=1}^{p=N_p} (\nabla_p f)(\nabla_p f^+) | 0 \rangle = \frac{N_p}{2} q^2, \end{aligned} \quad (17)$$

где $\nabla_p = \partial / \partial \mathbf{r}_p$. В результате вклад в эффективное торможение $\kappa^{(p)}$ области параметров удара $b_0 < b < +\infty$, в которой справедливо разложение (13), имеет вид

$$\kappa^{(p)}(b_0 < b < +\infty) = \frac{N_p}{2} \int_{b_0}^{+\infty} q^2 2\pi b db. \quad (18)$$

Подставив сюда значение \mathbf{q} из (15) и проинтегрировав, при условии $\alpha_i b_0 \ll 1$, получим

$$\begin{aligned} \kappa^{(p)}(b_0 < b < +\infty) &= \frac{4\pi Z_a^2 N_p}{v^2} \left(\sum_{i=1}^3 A_i^2 \ln \frac{2}{\alpha_i b_0 \eta \sqrt{e}} \right. \\ &\left. + \sum_{i,j=1, (i \neq j)}^3 A_i A_j \frac{\alpha_j^2 \ln \alpha_j - \alpha_i^2 \ln \alpha_i}{\alpha_i^2 - \alpha_j^2} \right). \end{aligned} \quad (19)$$

Рассмотрим теперь вычисление $\kappa^{(p)}$ в области малых параметров удара: $0 < b < b_0$. При столкновениях с малыми параметрами удара или большими переданными импульсами можно считать [19,20] электроны структурного иона свободными и покоящимися до рассеяния на голом ядре атома заряда Z_a и воспользоваться подходом Линхарда–Соренсена [21]. Тогда, согласно численным расчетам, до $\gamma \leq 10$ и зарядов иона ≤ 92 эффективное торможение можно представить в часто используемом виде

$$\begin{aligned} \kappa^{(p)}(0 < b < b_0) &= \frac{4\pi Z_a^2}{v^2} \left(\ln(b_0 \gamma v \eta) - \frac{1}{2} \beta^2 \right. \\ &\left. + \Delta L_{\text{Bloch}}^{Z_a} + \Delta L_{\text{Mott}}^{Z_a} \right), \end{aligned} \quad (20)$$

где $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, $\beta = v/c$, $\eta = 1.781$, $\Delta L_{\text{Bloch}}^{Z_a}$ и $\Delta L_{\text{Mott}}^{Z_a}$ — поправки Блоха [22] и Мотта [23] (эффективно отличающиеся от нуля лишь при малых параметрах удара [20,21]), зависящие от заряда Z_a , в поле которого рассеиваются принадлежащие структурному иону электроны.

Эффективное торможение $\kappa^{(p)}$ получаем, просуммировав вклады (19) и (20) от двух областей параметра удара

$$\kappa^{(p)} = \kappa^{(p)}(0 < b < b_0) + \kappa^{(p)}(b_0 < b < +\infty). \quad (21)$$

Необходимо отметить, что при таком суммировании зависимость от параметра b_0 исчезает, именно поэтому конкретное значение b_0 не существенно для излагаемого метода сшивки (ср. аналогичную сшивку в [20]). В результате

$$\begin{aligned} \kappa^{(p)} &= \frac{4\pi Z_a^2 N_p}{v^2} \left[\ln 2\gamma v - \frac{1}{2} \beta^2 + \sum_{i=1}^3 A_i^2 \ln \frac{1}{\alpha_i \sqrt{e}} \right. \\ &\left. + \sum_{i,j=1, (i \neq j)}^3 A_i A_j \frac{\alpha_j^2 \ln \alpha_j - \alpha_i^2 \ln \alpha_i}{\alpha_i^2 - \alpha_j^2} + \Delta L_{\text{Bloch}}^{Z_a} + \Delta L_{\text{Mott}}^{Z_a} \right]. \end{aligned} \quad (22)$$

Рассмотрим теперь $\kappa^{(t)}$ — потери энергии на возбуждение и ионизацию электронов атома-мишени структурным ионом, описываемым как протяженный заряд. Поскольку мы рассматриваем высокозарядные структурные ионы, видимый заряд Z_p которых много больше единицы (например, ион урана U^{28+}), когда характерный

размер электронной шубы иона много меньше характерного размера нейтрального атома-мишени, поскольку в данном случае можно считать ион точечной частицей заряда Z_p и сразу написать стандартное выражение для эффективного торможения

$$\kappa^{(r)} = \frac{4\pi Z_p^2 N_a}{v^2} \left(\ln \frac{2v^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 + \Delta L_{\text{Bloch}}^{Z_p} + \Delta L_{\text{Mott}}^{Z_p} \right), \quad (23)$$

где I — средняя [11] атомная энергия мишени, $\Delta L_{\text{Bloch}}^{Z_p}$ и $\Delta L_{\text{Mott}}^{Z_p}$ — поправки Блоха и Мотта в поле заряда Z_p , рассеивающего принадлежащие атому электроны. Таким образом, согласно (12), полные потери энергии есть сумма парциальных потерь (22) и (23) и могут быть представлены в виде

$$\kappa = \frac{4\pi Z_{\text{eff}}^2 N_{\text{tot}}}{v^2} \left(\ln \frac{2(v\gamma)^2}{I_{\text{eff}}} - \beta^2 + \Delta L_{\text{Bloch}}^{\text{eff}} + \Delta L_{\text{Mott}}^{\text{eff}} \right), \quad (24)$$

где $N_{\text{tot}} = N_a + N_p$ — полное число электронов сталкивающихся систем и введены эффективные величины

$$Z_{\text{eff}}^2 = \frac{1}{N_{\text{tot}}} \left(\frac{1}{2} Z_a^2 N_p + Z_p^2 N_a \right)$$

— эффективный заряд сталкивающихся систем; средняя атомная энергия I_{eff} сталкивающихся систем такая, что

$$\ln I_{\text{eff}} = \frac{1}{Z_{\text{eff}}^2 N_{\text{tot}}} \left(\frac{1}{2} Z_a^2 N_p \ln(\alpha^2/2) + Z_p^2 N_a \ln I \right).$$

Здесь α определяется из

$$\ln \frac{1}{\alpha} = \sum_{i=1}^3 A_i^2 \ln \frac{1}{\alpha_i \sqrt{e}} + \sum_{i,j=1, (i \neq j)}^3 A_i A_j \frac{\alpha_j^2 \ln \alpha_j - \alpha_i^2 \ln \alpha_i}{\alpha_i^2 - \alpha_j^2};$$

эффективная поправка Блоха

$$\Delta L_{\text{Bloch}}^{\text{eff}} = \frac{1}{Z_{\text{eff}}^2 N_{\text{tot}}} \left(Z_a^2 N_p \Delta L_{\text{Bloch}}^{Z_a} + Z_p^2 N_a \Delta L_{\text{Bloch}}^{Z_p} \right);$$

эффективная поправка Мотта

$$\Delta L_{\text{Mott}}^{\text{eff}} = \frac{1}{Z_{\text{eff}}^2 N_{\text{tot}}} \left(Z_a^2 N_p \Delta L_{\text{Mott}}^{Z_a} + Z_p^2 N_a \Delta L_{\text{Mott}}^{Z_p} \right).$$

Результаты

Для иллюстрации вклада в полное эффективное торможение потерь энергии на возбуждение и ионизацию электронных оболочек снаряда была рассчитана величина

$$\eta = \frac{\kappa^{(p)}}{\kappa^{(p)} + \kappa^{(r)}} = \frac{\kappa^{(p)}}{\kappa}, \quad (25)$$

имеющая смысл относительного вклада неупругих переходов электронов снаряда в полное эффективное торможение. Расчеты проведены для частично ободанных

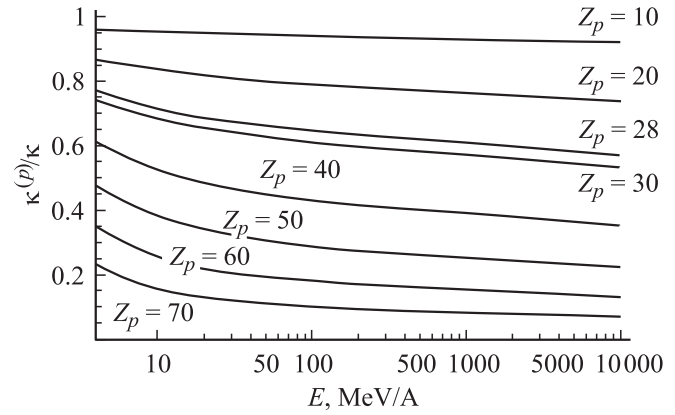


Рис. 1. Относительный вклад (25) $\kappa^{(p)}/\kappa$ возбуждений и ионизации электронных оболочек снаряда в полное эффективное торможение ионов урана U^{Z_p+} на нейтральных атомах Ag в зависимости от энергии иона (в MeV/nucleon). Z_p — видимый заряд частично ободанного иона урана, число электронов, образующих „шубу“ иона, $N_p = Z_0 - Z_p$, где $Z_0 = 92$ — заряд голого ядра урана.

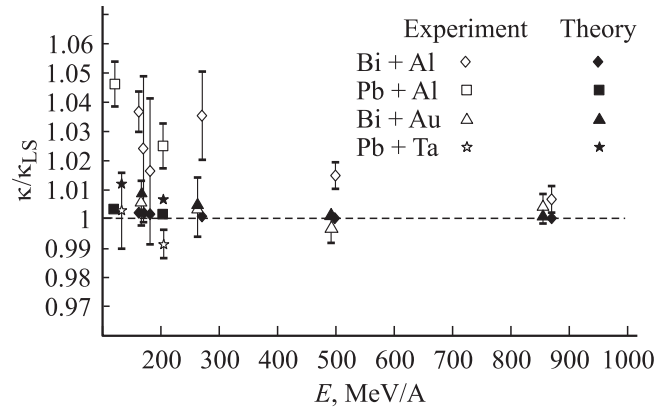


Рис. 2. Экспериментальные [24] и расчетные значения κ — эффективного торможения снарядов ^{197}Au , ^{208}Pb и ^{209}Bi на различных мишенях, нормированные на соответствующие величины κ_{LS} теории Линхарда–Соренсена [21].

ионов урана U^{q+} ($10 \leq q \leq 70$) при столкновениях с атомами аргона, т. е. в том числе и для тех же партнеров по столкновению и энергий, для которых проведены измерения процессов многократной потери электронов в работах [1,2]. Результаты расчетов приведены на рис. 1. Как следует из рис. 1, потери энергии на возбуждение и ионизацию электронов снаряда растут с ростом числа электронов на электронных оболочках урана и оказываются существенными для многоэлектронных структурных ионов, тогда как для ионов с малым числом связанных электронов относительные поправки невелики. На рис. 2 приведено сравнение результатов данных расчетов с экспериментом [24] для малоэлектронных снарядов, поправки за счет вклада неупругих переходов электронов снаряда в полное эффективное торможение, хотя и относительно невелики (порядка нескольких процентов), но позволяют принципиально объяснить

не объясненную в работе [24] разницу между теорией Линхарда–Соренсена [21] и экспериментом [24], когда теория Линхарда–Соренсена, построенная только для голых ядер, дает результаты, хотя и близкие к экспериментальным, но систематически лежащие несколько ниже экспериментальных. При проведении расчетов мы, как и в [24], для среднего заряда иона Z_p^* в среде использовали эмпирическую формулу

$$Z_p^* = Z_0 \left[1 - \exp\left(\frac{-0.95v}{Z_0^{2/3}}\right) \right], \quad (26)$$

где Z_0 — заряд полностью ободранного иона, тогда среднее число связанных с ионом электронов $N_p^* = Z_0 - Z_p^*$. Таким образом, при расчетах в формулах (22)–(24) были заменены Z_p на Z_p^* и N_p на N_p^* . На рис. 2, как и в [24], горизонтальная пунктирная линия, проходящая через значение, равное единице, представляет собой эффективное торможение κ_{LS} теории Линхарда–Соренсена, полученное при замене заряда голого ядра на эффективный заряд Z_p^* из (26), на κ_{LS} нормированы экспериментальные данные ([24], fig. 9) и наши результаты соответственно.

Авторы благодарят Фонд ИНТАС (грант GSI-INTAS 06-1000012-8530) и Российский фонд фундаментальных исследований (грант 04-02-16177) за финансовую поддержку работы.

Список литературы

- [1] *DuBois R.D., Santos A.C.F., Stohlker Th.* et al. // Phys. Rev. A. 2004. Vol. 70. P. 032 712.
- [2] *Olson R.E., Watson R.L., Horvat V.* et al. // J. Phys. B. 2004. Vol. 37. P. 4539.
- [3] *Watson R.L., Yong Peng, Horvat V.* et al. // Phys. Rev. A. 2003. Vol. 67. P. 022 706.
- [4] *Kim Y.K., Cheng K.* // Phys. Rev. A. 1980. Vol. 22. P. 61.
- [5] *Kaneko T.* // Phys. Rev. A. 1991. Vol. 43. P. 4780.
- [6] *Cabrera-Trujillo R., Cruz S.J., Oddershede J., Sabin J.R.* // Phys. Rev. A. 1997. Vol. 55. P. 2864.
- [7] *McGuire E.J.* // Phys. Rev. A. 1997. Vol. 56. P. 488.
- [8] *McGuire E.J.* // Phys. Rev. A. 1998. Vol. 57. P. 2758.
- [9] *Матвеев В.И., Матрасулов Д.У., Рябченко С.В.* // Письма в ЖЭТФ. 2005. Т. 82. С. 455.
- [10] *Matveev V.I., Gusarevich E.S., Matrasulov D.U., Rakhimov Kh.Yu., Stohlker Th., and Baur G.* // J. Phys. B. 2006. Vol. 39. P. 1447.
- [11] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Квантовая механика. М.: Наука, 1989. 667 с.
- [12] *Voitkiv A.B., Grum N., Scheid W.* // J. Phys. B. 2000. Vol. 33. P. 3431.
- [13] *Voitkiv A.B., Sigaud G.M., Montenegro E.C.* // Phys. Rev. A. 1999. Vol. 59. P. 2794.
- [14] *Дыхне А.М., Юдин Г.Л.* // УФН. 1978. Т. 125. С. 377.
- [15] *Матвеев В.И.* // ЭЧАЯ. 1995. Т. 26. С. 780.
- [16] *Salvat F., Martinez J.D., Mayol R., Parellada J.* // Phys. Rev. A. 1987. Vol. 36. P. 467.
- [17] *Матвеев В.И., Гусаревич Е.С.* // ЖЭТФ. 2003. Т. 123. С. 42.

- [18] *Brandt W., Kitagawa M.* // Phys. Rev. B. 1982. Vol. 52. P. 5631.
- [19] *Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Пятаевский Л.П.* Квантовая электродинамика. М.: Наука, 1989.
- [20] *Матвеев В.И.* // ЖЭТФ. 2002. Т. 121. С. 260.
- [21] *Lindhard J., Sorensen A.* // Phys. Rev. A. 1996. Vol. 53. P. 2443.
- [22] *Bloch F.* // Ann. der Phys. 1933. Vol. 16. P. 285.
- [23] *Mott N.F.* // Proc. Roy. Soc. 1929. Vol. A124. P. 425.
- [24] *Weick H., Geisel H., Scheidenberger C.* et al. // Nucl. Instr. Meth. 2000. Vol. B164. P. 168.