

Эффективное торможение быстрых тяжелых высокозарядных структурных ионов при столкновениях со сложными атомами

В. И. Матвеев¹⁾, Д. Б. Сидоров

Поморский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 163002 Архангельск, Россия

Архангельский государственный технический университет, 163002 Архангельск, Россия

Поступила в редакцию 23 июня 2006 г.

После переработки 26 июля 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 при столкновениях с атомами аргона.

PACS: 34.50.Bw

Известно, что неупругие процессы, сопровождающие столкновения релятивистских ионов достаточно больших зарядов с атомами, не могут быть описаны [1, 2] в рамках теории возмущений даже при сколь угодно больших энергиях столкновения. Последовательная непертурбативная теория потерь энергии релятивистских голых тяжелых ионов на свободных электронах развита в работе [3]. Однако часто в экспериментах используются частично ободранные – структурные ионы высоких зарядов и энергий, состоящие из ядра и некоторого количества связанных электронов, кроме того, при движении быстрого иона в среде в результате процессов перезарядки и потерь электронов устанавливается некоторый равновесный заряд иона, меньший заряда голого иона. Строго говоря, столкновения таких ионов с атомами следует рассматривать как столкновение двух сложных систем, при котором происходит одновременное возбуждение электронных оболочек обеих сталкивающихся систем. Везде ниже мы 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 [4, 5] проведены измерения сечений 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 отмече-

на 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 [6–10] по теории возмущений потерь энергии при столкновениях быстрых структурных ионов с атомами, соответствующее непертурбативное 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 высокозарядными структурными ионами, видимый заряд Z_p которых много больше единицы (на-

¹⁾e-mail: matveev.victor@pomorsu.ru

пример, 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 частично ободренных ионов урана различных зарядов при столкновениях с атомами аргона (именно такие партнеры по столкновениям использовались в экспериментах [4, 5] по многократной обдирке снарядов).

1. 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 электроны снаряда из состояния ψ_0 с энергией ε_0 в состояние ψ_k с энергией ε_k . Соответствующее сечение обозначим $\sigma_{0 \rightarrow k}^{0 \rightarrow k}$. 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

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

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

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

где величина

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

получена путем суммирования $w_{0 \rightarrow k}^{0 \rightarrow n}$ по всем конечным состояниям электронов иона-снаряда и, очевидно, имеет смысл вероятности перехода $0 \rightarrow n$ электронов атома в зависимости от прицельного параметра \mathbf{b} при произвольной судьбе снаряда. Аналогично

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

– вероятность перехода $0 \rightarrow k$ электронов снаряда в зависимости от прицельного параметра \mathbf{b} при произвольной судьбе мишени. Обозначим: N_a – полное

число электронов в атоме, N_p – полное число электронов в ионе.

Рассмотрим сначала $W_{0 \rightarrow k}^{(p)}$. Как показано в работах [12, 13], при больших $v \gg 1$ и для многоэлектронных мишеней $N_a \gg 1$ вероятность (4) перехода электронов снаряда из основного состояния $|\psi_0(\{\mathbf{r}_p\})\rangle$ в произвольное возбужденное состояние $|\psi_n(\{\mathbf{r}_p\})\rangle$ при произвольной судьбе атома-мишени имеет вид (здесь и далее используются атомные единицы)

$$\begin{aligned} W_{0 \rightarrow n}^{(p)}(\mathbf{b}) &= |\langle \psi_n(\{\mathbf{r}_p\}) | \times \\ &\times \exp \left(-i \sum_{p=1}^{N_p} \chi(\mathbf{b}, \mathbf{r}_p) \right) | \psi_0(\{\mathbf{r}_p\}) \rangle|^2, \quad (5) \end{aligned}$$

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

$$\chi(\mathbf{b}, \mathbf{r}_p) = -\frac{2Z_a}{v} \sum_{i=1}^3 A_i K_0(\alpha_i |\mathbf{b} - \mathbf{s}_p|). \quad (6)$$

Здесь Z_a – заряд ядра мишени, $K_\nu(x)$ – функция Макдональда, \mathbf{r}_p – координаты электрона ($p = 1, 2, \dots, N_p$) структурного иона-снаряда относительно ядра снаряда, совокупность координат \mathbf{r}_p обозначаем $\{\mathbf{r}_p\}$; \mathbf{s}_p – проекция \mathbf{r}_p на плоскость параметра удара \mathbf{b} , A_i и α_i – постоянные табулированные [14] для всех атомных элементов. Таким образом, как и в [12, 13], (5) представляет собой вероятность возбуждения покоящегося в начале системы координат структурного иона-снаряда движущимся со скоростью \mathbf{v} нейтральным атомом-мишенью, описываемым как протяженный объект с пространственно неоднородной плотностью заряда, соответствующей точечному ядру заряда Z_a , окруженному “электронной шубой” с плотностью заряда $-\rho_a(\mathbf{r})$, которая определяется в модели Дирака–Хартри–Фока–Слейтера формулой [14]

$$\rho_a(\mathbf{r}) = \frac{Z_a}{4\pi|\mathbf{r}|} \sum_{i=1}^3 A_i \alpha_i^2 e^{-\alpha_i |\mathbf{r}|}, \quad \sum_{i=1}^3 A_i = 1. \quad (7)$$

Причем (см. [12, 13]) формула (5) применима и в случае столкновений движущимися с релятивистскими скоростями снарядом и мишенью, лишь бы в системе покоя снаряда электроны снаряда были бы нерелятивистскими до и после столкновения (аналогичное требование и к электронам мишени в системе покоя мишени).

Приведенное выше деление партнеров по столкновению на снаряд и мишень принято только для удобства идентификации и является условным, поэтому аналогичные рассуждения могут быть использованы

и для вычисления и интерпретации $W_{0 \rightarrow n}^{(t)}$ из формулы (3), которая, таким образом, описывает вероятность возбуждения покоящегося в начале системы координат атома ударом движущегося со скоростью \mathbf{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, например, для многоэлектронных снарядов $\rho_p(\mathbf{r})$ может быть описана в модели Брандта–Китагава [15].

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

$$\kappa = \kappa^{(p)} + \kappa^{(t)}, \quad (8)$$

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.

2. Расчет эффективного торможения. Будем рассматривать высокозарядные структурные ионы, видимый заряд Z_p которых много больше единицы (например, для иона урана U^{10+} $Z_p = 10$), 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 (6) по малым r_p/b с использованием формулы

$$K_0(\alpha_i |\mathbf{b} - \mathbf{s}_p|) \approx K_0(\alpha_i b) + K_1(\alpha_i b) \frac{\alpha_i \mathbf{b} \mathbf{s}_p}{b}. \quad (9)$$

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) 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 (9), как не вызывающее электронных переходов, может быть опущено, в результате формула (5) примет вид

$$W_{0 \rightarrow k}^{(p)} = | \langle k | \exp \left(-i \mathbf{q} \sum_{p=1}^{N_p} \mathbf{r}_p \right) | 0 \rangle |^2, \quad (10)$$

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

$$\mathbf{q} = \frac{2Z_a}{v} \sum_{i=1}^3 \alpha_i A_i K_1(\alpha_i b) \frac{\mathbf{b}}{b}. \quad (11)$$

Причем предельные значения \mathbf{q} имеют прозрачный физический смысл: при $b \rightarrow 0$ переданный импульс $\mathbf{q} \rightarrow 2Z_a \mathbf{b} / v b^2$, что соответствует рассеянию на голем 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:

$$\begin{aligned} \kappa^{(p)} &= \int d^2 b \sum_k (\varepsilon_k - \varepsilon_0) W_{0 \rightarrow k}^{(p)} = \\ &= \int d^2 b \sum_k (\varepsilon_k - \varepsilon_0) |f_{0k}|^2, \end{aligned} \quad (12)$$

где неупругий формфактор $f_{0k} = \langle k | f | 0 \rangle$, $f = \exp \left(-i \mathbf{q} \sum_{p=1}^{N_p} \mathbf{r}_p \right)$. Следуя [11], не трудно получить, что

$$\begin{aligned} &\sum_k (\varepsilon_k - \varepsilon_0) |f_{0k}|^2 = \\ &= | \langle 0 | \sum_{p=1}^{N_p} (\nabla_p f) (\nabla_p f^+) | 0 \rangle | = \frac{N_p}{2} q^2. \end{aligned} \quad (13)$$

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 (9), имеет вид

$$\kappa^{(p)}(b_0 < b < +\infty) = \frac{N_p}{2} \int_{b_0}^{+\infty} q^2 2\pi b db. \quad (14)$$

Подставляя сюда значение \mathbf{q} из (11) получим

$$\begin{aligned} &\kappa^{(p)}(b_0 < b < +\infty) = \\ &= \frac{4\pi Z_a^2 N_p}{v^2} \left(\sum_{i=1}^3 A_i^2 I_i + \sum_{i,j=1, (i \neq j)}^3 A_i A_j \alpha_i \alpha_j I_{i,j} \right), \end{aligned} \quad (15)$$

где

$$I_{i,j} = \int_{b_0}^{+\infty} K_1(\alpha_i b) K_1(\alpha_j b) b db, \quad I_i = \alpha_i^2 I_{i,i}.$$

Интеграл $I_{i,j}$ – табличный [16] и при условии $\alpha_i b_0 \ll 1$ имеет вид

$$I_{i,j} = \frac{1}{\alpha_i \alpha_j} \left[\ln \frac{2}{\eta b_0} + \frac{\alpha_j^2 \ln \alpha_j - \alpha_i^2 \ln \alpha_i}{\alpha_i^2 - \alpha_j^2} \right], \quad (16)$$

$$I_i = \ln \frac{2}{\alpha_i b_0 \eta} - \frac{1}{2} = \ln \frac{2}{\alpha_i b_0 \eta \sqrt{e}}. \quad (17)$$

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 [17] (см. также [18]) электроны структурного иона свободными и покоящимися до рассеяния на голом ядре атома заряда Z_a и воспользоваться подходом Линхарда–Соренсена [3]. Тогда, согласно численным расчетам, до $\gamma \leq 10$ и зарядов иона ≤ 92 , эффективное торможение можно представить в часто используемом виде:

$$\kappa^{(p)}(0 < b < b_0) = \frac{4\pi Z_a^2}{v^2} \left(\ln(b_0 \gamma v \eta) - \frac{1}{2} \beta^2 + \Delta L_{\text{Bloch}}^{Z_a} + \Delta L_{\text{Mott}}^{Z_a} \right), \quad (18)$$

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 [19] и Мотта [20] (эффективно отличающиеся от нуля лишь при малых параметрах удара [3], см. также [18]), зависящие от заряда Z_a , в поле которого рассеиваются принадлежащие структурному иону электроны.

Эффективное торможение $\kappa^{(p)}$ получаем, суммируя вклады (15) и (18) от двух областей параметра удара

$$\kappa^{(p)} = \kappa^{(p)}(0 < b < b_0) + \kappa^{(p)}(b_0 < b < +\infty). \quad (19)$$

Необходимо отметить, что при таком суммировании зависимость от параметра b_0 исчезает, именно поэтому конкретное значение b_0 несущественно для излагаемого метода сшивки (сравни аналогичную сшивку в [18]). В результате

$$\kappa^{(p)} = \frac{4\pi Z_a^2 N_p}{v^2} \left[\ln 2\gamma v - \frac{1}{2} \beta^2 + \sum_{i=1}^3 A_i^2 \ln \frac{1}{\alpha_i \sqrt{e}} + \sum_{i,j=1, (i \neq j)}^3 A_i A_j \frac{\alpha_j^2 \ln \alpha_j - \alpha_i^2 \ln \alpha_i}{\alpha_i^2 - \alpha_j^2} + \Delta L_{\text{Bloch}}^{Z_a} + \Delta L_{\text{Mott}}^{Z_a} \right]. \quad (20)$$

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, когда характерный размер электронной шубы иона много меньше характерного размера нейтрального атома-мишени, постольку

в данном случае можно считать ион точечной частицей заряда Z_p и сразу написать стандартное выражение для эффективного торможения:

$$\kappa^{(t)} = \frac{4\pi Z_p^2 N_a}{v^2} \left(\ln \frac{2v^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 + \Delta L_{\text{Bloch}}^{Z_p} + \Delta L_{\text{Mott}}^{Z_p} \right), \quad (21)$$

где I – средняя [17] 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 (8), полные потери энергии есть сумма парциальных потерь (20) и (21) и могут быть представлены в виде (аналогичном виду известной формулы Бете–Блоха)

$$\kappa = \frac{4\pi Z_{\text{eff}}^2 N_{\text{tot}}}{v^2} \left(\ln \frac{2(v\gamma)^2}{I_{\text{eff}}} - \beta^2 + \Delta L_{\text{Bloch}}^{\text{eff}} + \Delta L_{\text{Mott}}^{\text{eff}} \right), \quad (22)$$

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 формулы

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

эффективная поправка Блоха:

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

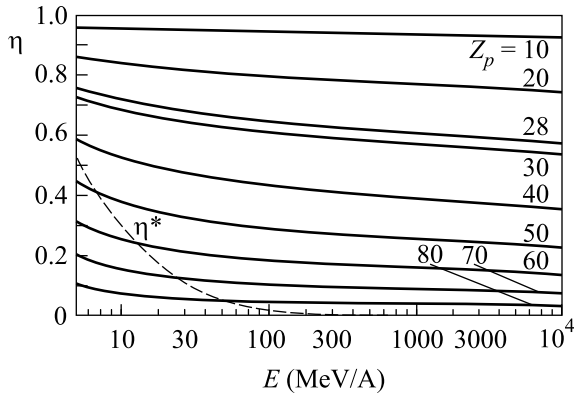
эффективная поправка Мотта

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

3. Результаты. Для иллюстрации вклада в полное эффективное торможение потерь энергии на возбуждение и ионизацию электронных оболочек снаряда мы рассчитали величину

$$\eta = \frac{\kappa^{(p)}}{\kappa^{(p)} + \kappa^{(t)}} = \frac{\kappa^{(p)}}{\kappa}, \quad (23)$$

имеющую смысл относительного вклада неупругих переходов электронов снаряда в полное эффективное торможение. Расчеты проведены нами для частично ободранных ионов урана U^{Z_p+} ($10 \leq Z_p \leq 80$) при столкновениях с атомами аргона, то есть в том числе и для тех же партнеров по столкновению и энергиях, для которых проведены измерения процессов многократной потери электронов в работах [4, 5]. Результаты расчетов представлены на рисунке сплошными линиями, соответствующими разным



Относительный вклад возбуждений и ионизации электронных оболочек снаряда в полное эффективное торможение иона урана U^{Z_p+} на нейтральных атомах аргона. Сплошные линии – $\eta = \kappa^{(p)}/\kappa$ – вклад (23) возбуждений и ионизации электронных оболочек снаряда в полное эффективное торможение иона урана U^{Z_p+} на отдельном атоме Ar в зависимости от энергии иона (в МэВ/нуклон). Z_p – видимый заряд частично ободранного иона урана, таким образом число электронов, образующих “шубу” иона, $N_p = Z_0 - Z_p$, где $Z_0 = 92$ – заряд голого ядра урана. Пунктирная линия η^* – та же самая величина при движении в среде, рассчитанная по формуле (23) путем замены Z_p на Z_p^* (25) и N_p на $N_p^* = Z_0 - Z_p^*$

значениям Z_p . Как следует из рисунка, потери энергии на возбуждение и ионизации 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 не велики. Формула (22), как и формула Бете–Блоха, описывает потери энергии при столкновениях с отдельными атомами. Однако на практике обычно измеряют потери энергии при движении снаряда в среде, когда снаряд испытывает ряд столкновений с атомами мишени. Такие столкновения приводят к возбуждению и иони-

зации как атомов среды, так и снаряда. Поскольку с любым атомом среды происходит не более одного столкновения, постольку потери энергии иона на ионизацию и возбуждение атомов мишени являются безвозвратными. К безвозвратным потерям приводят и столкновения с ионизацией снаряда. Однако потери, связанные с возбуждением иона-снаряда, в общем случае не являются таковыми. Действительно, возбужденный ион-снаряд может сохранить свое возбужденное состояние вплоть до столкновения со следующим атомом мишени, что, естественно, зависит от плотности среды и скорости снаряда. Мы можем избежать необходимости рассмотрения эволюции возбужденного состояния снаряда в среде, описываемой сложными кинетическими уравнениями радиационно-столкновительных переходов вдоль траектории движения частицы-снаряда, если сделаем предположение, что ион, возбужденный в результате столкновения с каким-либо атомом среды, успевает релаксировать до столкновения со следующим атомом. Очевидно, что в этом случае потери энергии на возбуждение электронных оболочек снаряда, как и потери на ионизацию снаряда, окажутся безвозвратными. Далее нам понадобится оценка характерного полного неупругого сечения σ , следующая из унитарного выражения (10) для вероятности, согласно которому полная вероятность всех возможных электронных переходов в снаряде $w = \sum_{k \neq 0} w_{0 \rightarrow k} = 1 - w_{0 \rightarrow 0}$, где $w_{0 \rightarrow 0}$ – вероятность снаряда остаться в основном состоянии. Поэтому (при $qr_p \leq 1$)

$$\begin{aligned} \sigma &= \int d^2b (1 - |\langle 0 | \exp \left(-i\mathbf{q} \sum_{p=1}^{N_p} \mathbf{r}_p \right) | 0 \rangle|^2) \sim \\ &\sim \int d^2b (1 - |\langle 0 | \exp \left(-i\mathbf{q} \sum_{p=1}^{N_p} \mathbf{r}_p \right) | 0 \rangle|^2) \sim \\ &\sim |\langle 0 | \sum_{p=1}^{N_p} \mathbf{r}_p | 0 \rangle|^2 \int d^2b \cdot q^2 \sim 8\pi \frac{Z_a^2 N_p}{Z_p^2 v^2} C, \quad (24) \end{aligned}$$

где C – величина порядка единицы. Введем обозначения: σ_e – сечение возбуждения снаряда, σ_i – сечение ионизации снаряда (причем, $\sigma_i \sim \sigma_e \sim \sigma$), σ_c – сечение захвата электронов мишени снарядом (причем, при установившемся среднем заряде снаряда, $\sigma_c \sim \sigma_i$), $l \sim 1/n\sigma$ – среднее расстояние вдоль траектории движения частицы-снаряда между двумя последовательными столкновениями, n – плотность атомов среды, τ – время жизни возбуждения иона (причем для релятивистских скоростей $\tau = \gamma\tau_0$, где τ_0 – время жизни в системе покоя, γ – релятивистский фактор), отметим, что основным каналом релаксации тяжелого иона является радиационный рас-

пад, гораздо более вероятный, чем оже-распад. Ион успеет релаксировать, если среднее время движения между двумя последовательными столкновениями $l/v \gg \tau$ или $\tau n \sigma v \ll 1$. При выполнении этого (легко оцениваемого в каждом конкретном случае с помощью (24)) неравенства мы можем считать, что ион-снаряд, в результате процессов потери и захвата электронов, приобретает некоторый, не зависящий от плотности среды, равновесный средний заряд Z_p^* . Для иллюстрации в этом случае вклада в полное эффективное торможение потерь энергии на возбуждение и ионизацию электронных оболочек снаряда при движении в среде мы рассчитали аналогичную (23) η^* – величину относительного вклада неупругих переходов электронов снаряда в полное эффективное торможение. Расчеты проведены нами для потерь энергии ионов урана при движении в среде, состоящей из атомов аргона. При проведении расчетов мы использовали эмпирическую формулу [21] для среднего заряда иона Z_p^* в среде:

$$Z_p^* = Z_0 \left[1 - \exp \left(\frac{-0,95v}{Z_0^{2/3}} \right) \right], \quad (25)$$

где Z_0 – заряд полностью ободранного иона, тогда среднее число связанных с ионом электронов $N_p^* = Z_0 - Z_p^*$. Таким образом, при расчетах мы в формулах (20), (21), (22) заменяли Z_p на Z_p^* и N_p на N_p^* . На рисунке относительный вклад η^* представлен пунктирной линией. Как видно из рисунка, в приведенном диапазоне энергий $5 < E < 10000$ (МэВ/нуклон) лишь эффективные заряды $Z_p^* \geq 45$ вносят заметный вклад неупругих переходов электронов снаряда в полное эффективное торможение.

Авторы благодарят фонд ИНТАС (грант INTAS-GSI # 03-54-4294) и Российский фонд фундаментальных исследований (грант # 04-02-16177) за финансовую поддержку работы.

1. J. Eichler and W.E. Meyrhof, *Relativistic atomic collisions*, N.-Y., Academic Press Inc., 1995.
2. J. Eichler, *Phys. Rep.* **193**, 167 (1990).
3. J. Lindhard and A. Sorensen, *Phys. Rev. A* **53**, 2443 (1996).
4. R. D. DuBois, A. C. F. Santos, Th. Stohlker et al., *Phys. Rev. A* **70**, 032712 (2004).
5. R. E. Olson, R. L. Watson, V. Horvat et al., *J. Phys. B* **37**, 4539 (2004).
6. Y. K. Kim and K. Cheng, *Phys. Rev. A* **22**, 61 (1980).
7. T. Kaneko, *Phys. Rev. A* **43**, 4780 (1991).
8. R. Cabrera-Trujillo, S. A. Cruz, Jens Oddershede, and John R. Sabin, *Phys. Rev. A* **55**, 2864 (1997).
9. E. J. McGuire, *Phys. Rev. A* **56**, 488 (1997).
10. E. J. McGuire, *Phys. Rev. A* **57**, 2758 (1998).
11. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика (нерелятивистская теория)*, М.: Наука, 1989.
12. В. И. Матвеев, Д. У. Матрасулов, С. В. Рябченко, *Письма в ЖЭТФ* **82**, 455 (2005).
13. V. I. Matveev, E. S. Gusarevich, D. U. Matrasulov et al., *J. Phys. B* **39**, 1447 (2006).
14. F. Salvat, J. D. Martinez, R. Mayol, and J. Parellada, *Phys. Rev. A* **36**, 467 (1987).
15. W. Brandt and M. Kitagawa, *Phys. Rev. B* **52**, 5631 (1982).
16. А. П. Прудников, Ю. А. Брычков, О. И. Маричев, *Интегралы и ряды: специальные функции*, М.: Наука, 1983.
17. В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Квантовая электродинамика*, М.: Наука, 1989.
18. В. И. Матвеев, *ЖЭТФ* **121**, 260 (2002).
19. F. Bloch, *Ann. der Phys.* **16**, 285 (1933).
20. N. F. Mott, *Proc. Roy. Soc. A* **124**, 425 (1929).
21. T. E. Pierce and M. Blann, *Phys. Rev.* **173**, 390 (1968).