

01;02;10

Эффективное торможение релятивистских структурных тяжелых ионов при столкновениях с атомами

© В.И. Матвеев

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

Поступило в Редакцию 13 июня 2001 г.

Развит непертурбативный метод расчета потерь энергии при столкновениях, движущихся с релятивистскими скоростями структурных высокозарядных тяжелых ионов с атомами. Под структурными ионами в рамках данной работы понимаются ионы, содержащие частично заполненные электронные оболочки. Именно такие ионы, как правило, имеющие значительный заряд (например, полностью или частично ободранные ионы урана), и используются во многих экспериментах на современных ускорителях тяжелых ионов.

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. В качестве непертурбативных подходов приведем работы [3–7], использующие приближение внезапных возмущений, работы [8–10] в приближении эйконала и его модификаций, расчеты [11] на основе численного решения временного уравнения Дирака, а также недавно найденное точное решение [12,13] уравнения Дирака в ультрарелятивистском пределе. Непертурбативный подход, основанный на обобщении приближения Глаубера на случаи неупругих столкновений релятивистских ионов с атомами, предложен в работах [14–16]. Последовательная непертурбативная теория потерь энергии релятивистских голых тяжелых ионов на свободных электронах развита в работе [17]. Однако часто в экспериментах используются частично ободранные ионы, кроме того, при движении быстрого иона в среде в результате процессов перезарядки и потерь электронов устанавливается некоторый равновесный заряд иона, меньший заряда голого иона. При

расчетах торможения поле экранированного иона обычно описывается как поле точечного заряда, хотя в принципе ясно, что при столкновениях с малыми параметрами удара или большими переданными импульсами ион ведет себя как голый неэкранированный заряд, при столкновениях же с большими параметрами удара или малыми переданными импульсами ион ведет себя как экранированный заряд. Другими словами, представляется необходимым [5,18,19] рассматривать тормозящийся ион не как точечную частицу, а как протяженную структурную частицу размером порядка размера электронных оболочек, на которых расположены электроны при установившемся равновесном заряде иона. В рамках теории возмущений подобные эффекты рассматривались в ряде работ (см., например, [5,18,19]), область применимости которой требует выполнения неравенства $Z/v \ll 1$, здесь Z — заряд налетающей частицы, v — относительная скорость столкновения (здесь и далее используются атомные единицы $\hbar = m_e = e = 1$). Для последовательного же учета наличия электронной "шубы" тяжелого релятивистского иона необходимо непертурбативное рассмотрение. Тем более что в последнее время выполнены эксперименты (см., например, [20–23] и указанные там ссылки), где исследованы потери энергии ионов настолько больших зарядов, что для них область применимости борновского приближения, строго говоря, не достигается [1] даже при $v \approx c$ (c — скорость света), так что часто оказывается $Z/v \sim 1$.

В настоящей работе развита непертурбативная теория потерь энергии при столкновениях, движущихся с релятивистскими скоростями структурных высокозарядных тяжелых ионов с нерелятивистскими атомами. Получена простая формула для эффективного торможения.

Для простоты рассмотрим сначала столкновение релятивистского многозарядного иона с атомом водорода. Согласно [8], весь интервал $0 < b < \infty$ возможных значений параметра удара b можно разбить на три области:

$$A) 0 < b < b_1; \quad B) b_1 < b < b_0; \quad C) b_0 < b < \infty, \quad (1)$$

соответствующие малым, средним и большим параметрам удара. Значения границ областей

$$b_1 \leq 1, \quad b_0 \approx v\gamma; \quad \gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}, \quad \beta = v/c.$$

Вычислим эффективное торможение [24] κ в каждой из областей (1) и получим полное эффективное торможение, сложив вклады от трех областей. При этом точные значения границ для нас несущественны, поскольку зависимость κ в каждой области от параметров b_1 и b_0 оказывается логарифмической, что приводит к корректной сшивке вкладов смежных областей и выпадению в окончательном ответе зависимости κ от параметров сшивки b_1 и b_0 .

А) Область малых параметров удара: $0 < b < b_1$.

При столкновениях с малыми параметрами удара или большими переданными импульсами можно считать [25] атомные электроны свободными и покоящимися до рассеяния, а ион описывать как голый незранированный заряд Z . Что позволяет воспользоваться результатом [17]. Причем согласно численным расчетам до $\gamma \sim 10$ и зарядов иона ≤ 92 потери энергии можно представить в часто используемом виде

$$\kappa(b < b_1) = \frac{4\pi Z^2}{v^2} \left(\ln(b_1 \gamma v \eta) - \frac{1}{2} \beta^2 + \Delta L_{\text{Bloch}} + \Delta L_{\text{Mott}} \right), \quad (2)$$

где поправки Блоха [26] ΔL_{Bloch} и Мотта [27] ΔL_{Mott} эффективно отличаются от нуля [17] лишь при малых параметрах удара, $\eta = 1.781$.

В) Промежуточная область: $b_1 < b < b_0$.

Ограничимся рассмотрением столкновений с легкими (нерелятивистскими) атомами. В этом случае, как и в [5,18,19], можно пренебречь процессами возбуждения электронных оболочек иона и рассматривать налетающий структурный ион как протяженный заряд. Следуя [5,18,19,28], будем считать, что ядро налетающего иона имеет заряд Z , а его N_i электронов распределены вокруг ядра с плотностью

$$\rho(r) = -\frac{N_i}{4\pi\lambda^3} \frac{\lambda}{r} e^{-r/\lambda},$$

где λ — параметр экранирования, равный

$$\lambda = g \frac{\nu^{2/3}}{1 - \nu/\gamma} \frac{1}{Z^{1/3}}; \quad g = 0.3(3\pi^2/50)\Gamma(1/3) \approx 0.48,$$

где мы ввели относительное число электронов иона $\nu = N_i/Z$. Кулоновское взаимодействие иона, расположенного в точке \mathbf{R} , с атомным

электроном, расположенным в точке \mathbf{r} , имеет вид:

$$U(\mathbf{R}; \mathbf{r}) = -\frac{Z(1-\nu)}{|\mathbf{r}-\mathbf{R}|} - \frac{Z\nu}{|\mathbf{r}-\mathbf{R}|} \exp\left(-\frac{1}{\lambda}|\mathbf{r}-\mathbf{R}|\right),$$

обычно координаты иона записывают, вводя прицельный параметр \mathbf{b} : $\mathbf{R} = (X, \mathbf{b})$. Сечение перехода атома водорода из состояния $|0\rangle$ в состояние $|n\rangle$ в результате столкновения с релятивистским ионом в приближении эйконала имеет вид [8]

$$\sigma_n = \int d^2b \left| \langle n | 1 - \exp\left\{-\frac{i}{v} \int dX U(\mathbf{R}; \mathbf{r})\right\} | 0 \rangle \right|^2. \quad (3)$$

Нетрудно убедиться [3], что в области $b_1 < b < b_0$ параметров удара атомный электрон получает в результате столкновения импульс $\ll c$ и может считаться до и после столкновения нерелятивистским. Именно это позволяет использовать для сечений формулу (3) с потенциалом в виде статического кулоновского. Полное эффективное торможение в области ($b_1 < b < b_0$), при выполнении условий $b_1/\lambda \ll 1$, $b_0/\lambda \gg 1$, может быть представлено в виде

$$\kappa(b_1 < b < b_0) = 4\pi \frac{Z^2(1-\nu)^2}{v^2} \ln b_0 + 4\pi \frac{Z^2}{v^2} \ln \left[\frac{1}{b_1} \left(\frac{2\lambda}{\eta} \right)^{\nu(2-\nu)} \right], \quad (4)$$

где $\eta = \exp B = 1.781$ ($B = 0.5772$ — постоянная Эйлера).

С) Область больших параметров удара: $b_0 < b < \infty$.

Здесь взаимодействие налетающего иона с атомом может быть учтено по теории возмущений. Причем для больших параметров удара, на атом действует поле экранированного иона, т.е. видимый заряд иона равен $Z^* = Z(1-\nu)$. Соответствующее эффективное торможение равно [8]

$$\kappa(b > b_0) = 4\pi \frac{(Z^*)^2}{v^2} \left\{ \ln \frac{2\nu}{\eta l b_0 \sqrt{1-\beta^2}} - \frac{\beta^2}{2} \right\}, \quad (5)$$

здесь, следуя [25], мы ввели "среднюю" атомную энергию I .

Полное торможение получаем, суммируя вклады от трех областей:

$$\kappa = \kappa(b < b_1) + \kappa(b_1 < b < b_0) + \kappa(b > b_0).$$

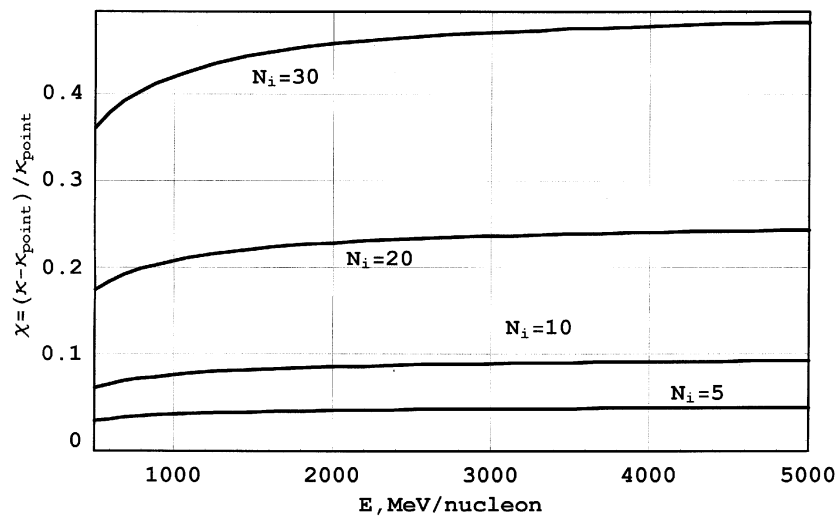


Рис. 1. Относительная поправка χ в зависимости от энергии падающего иона для заряда ядра иона $Z = 92$ с различным числом экранирующих электронов $N_i = 5; 10; 20; 30$.

В результате

$$\begin{aligned} \kappa = & \frac{4\pi Z^2 (1 - \nu)^2}{v^2} \left(\ln \frac{2\nu}{\eta I \sqrt{1 - \beta^2}} - \frac{\beta^2}{2} \right) \\ & + \frac{4\pi Z^2}{v^2} \left(\ln \frac{\nu \eta}{\sqrt{1 - \beta^2}} - \frac{\beta^2}{2} + \ln \left[\left(\frac{2\lambda}{\eta} \right)^{\nu(2-\nu)} \right] + \Delta L_{\text{Bloch}} + \Delta L_{\text{Mott}} \right). \end{aligned} \quad (6)$$

Обобщение этой формулы на случаи столкновений релятивистских структурных тяжелых ионов со сложными атомами проводится стандартным [24] путем: правая часть формулы умножается на число атомных электронов N , а соответствующая атомная характеристика I в (5) вычисляется для сложного атома. Приведем для сравнения эффективное

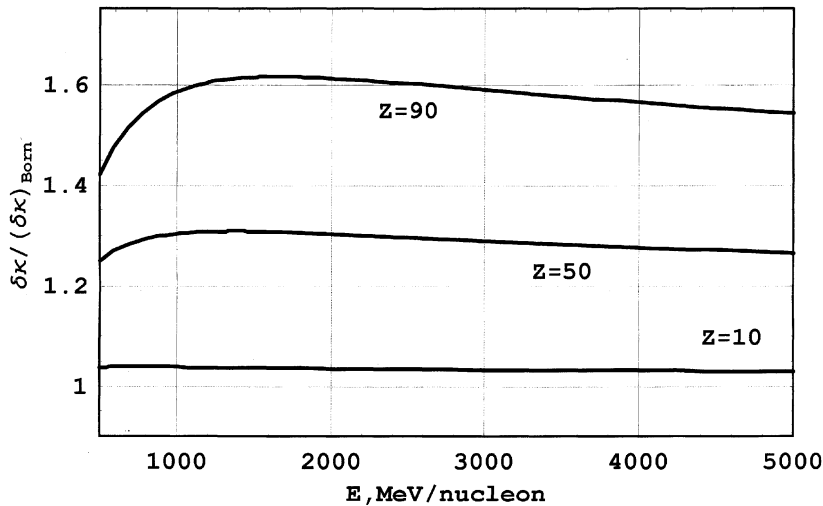


Рис. 2. Поведение отношения $\delta\kappa/(\delta\kappa)_{\text{Born}}$ в зависимости от энергии падающего иона для различных значений заряда ядра иона $Z = 10, 50, 90$ с одним и тем же относительным числом экранирующих электронов $\nu = 0.2$.

торможение [29] точечного ядра заряда Z^* :

$$\kappa_{\text{point}} = 4\pi \frac{(Z^*)^2}{v^2} \left(\ln \frac{2v^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 + \Delta L_{\text{Bloch}} + \Delta L_{\text{Mott}} \right). \quad (7)$$

Для описания поправки за счет протяженности заряда иона введем $\delta\kappa = \kappa - \kappa_{\text{point}}$ и относительную поправку $\chi = (\kappa - \kappa_{\text{point}})/\kappa_{\text{point}}$. Поведение относительной поправки представлено на рис. 1. Для иллюстрации необходимости применения при больших Z^* непertурбативного метода расчета на рис. 2 приведены значения $\delta\kappa/(\delta\kappa)_{\text{Born}}$ — отношение поправки $\delta\kappa$ к той же поправке но вычисленной в борновском приближении (т.е. с использованием формул (6) и (7) при $\Delta L_{\text{Bloch}} = \Delta L_{\text{Mott}} = 0$). Могут быть сделаны следующие выводы. Учет протяженности заряда иона приводит к возрастанию эффективного торможения иона κ , по сравнению с торможением κ_{point} точечного ядра того же заряда Z^* . Причем порядок роста потерь энергии может быть

оценен так: $(\kappa - \kappa_{\text{point}})/\kappa_{\text{point}} \sim \nu$, где $\nu = N_i/Z$ — относительное число электронов на оболочках иона. Так, например, ион урана с 10 электронами в связанных состояниях испытывает торможение примерно на 10% большее, чем движущееся с той же энергией голое точечное ядро того же заряда и массы.

Автор благодарит Министерство образования Российской Федерации и Российский фонд фундаментальных исследований за финансовую поддержку работы.

Список литературы

- [1] *Eichler J. and Meyrhoof W.E.* Relativistic atomic collisions. N.-Y.: Academic Press Inc., 1995.
- [2] *Eichler J.* // Phys. Rep. 1990. V. 193. P. 167.
- [3] *Матвеев В.И., Мусаханов М.М.* // ЖЭТФ. 1994. Т. 105. С. 280.
- [4] *Юдин Г.Л.* // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. С. 1026.
- [5] *Юдин Г.Л.* // ЖТФ. 1985. Т. 55. С. 9.
- [6] *Eichler J.* // Phys. Rev. A. 1977. V. 15. P. 1856.
- [7] *Salop A., Eichler J.H.* // J. Phys. B. 1979. V. 12. P. 257.
- [8] *Матвеев В.И., Толманов С.Г.* // ЖЭТФ. 1995. Т. 107. С. 1780.
- [9] *Crothers D.S.F., McCann S.H.* // J. Phys. B. 1983. V. 16. P. 3229.
- [10] *McGuire J.H.* // Phys. Rev. A. 1982. V. 26. P. 143.
- [11] *Becker U., Grun N., Scheid W., Soff G.* // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 56. P. 2016.
- [12] *Baltz A.J.* // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78. P. 1231.
- [13] *Baltz A.J.* // Phys. Rev. A. 2000. V. 61. P. 042701.
- [14] *Матвеев В.И., Рахимов Х.Ю.* // ЖЭТФ. 1998. Т. 114. С. 1646.
- [15] *Matveev V.I., Rakhimov Kh.Yu., Matrasulov D.U.* // J. Phys. B. 1999. V. 32. P. 3849.
- [16] *Matveev V.I., Matrasulov D.U.* // J. Phys. B. 2000. V. 33. P. 2721.
- [17] *Lindhard J., Sorensen A.* // Phys. Rev. A. 1996. V. 53. P. 2443.
- [18] *Maynard G., Gardes D., Chabot M.* et al. // Nucl. Instr. Meth. 1998. V. B146.
- [19] *Maynard G., Chabot M., Gardes D.* // Nucl. Instr. Meth. 2000. V. B164/165. P. 139.
- [20] *Zhurkin E.E., Bogdanov S.D.* // Nucl. Instr. Meth. 2000. V. B164/165. P. 230.
- [21] *Weick H., Geissel H., Scheidenberger C.* // Nucl. Instr. Meth. 2000. V. B164/165. P. 168.
- [22] *Scheidenberger C., Geissel H.* // Nucl. Instr. Meth. 1998. V. B135. P. 25.
- [23] *Scheidenberger C., Geissel H., Mikelsen H.H.* et al. // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 77. P. 3987.

- [24] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Квантовая механика. М.: Наука, 1989.
- [25] *Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* Квантовая электродинамика. М.: Наука, 1989.
- [26] *Bloch F.* // Ann. der Phys. 1933. V. 16. P. 285.
- [27] *Mott N.F.* // Proc. Roy. Soc. 1929. V. A124. P. 425.
- [28] *Brandt W., Kitagawa M.* // Phys. Rev. 1982. V. B52. P. 5631.
- [29] *Ahlen S.P.* // Rev. Mod. Phys. 1980. V. 52. P. 121.