

УДК 533.9.01

ТОРМОЖЕНИЕ БЫСТРЫХ ИОНОВ В ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЕ

БАСКО М. М.

1. Введение

Цель данной работы — предложить достаточно простые формулы для вычисления скорости торможения быстрых ионов в веществе, термодинамические параметры которого могут изменяться в широких диапазонах: $0 < \rho \leq 10^6$ г/см³, $0 < T \leq 300$ кэВ. Практическая потребность в таких формулах возникла в связи с введением в строй высокоэнергетических ускорителей легких ионов [1] и разработкой концепции термоядерного реактора на пучках тяжелых ионов [2, 3]. Торможение тяжелых (а также скорее всего и легких) ионов даже в наиболее интенсивных пучках, доступных современным ускорителям, можно описывать в одночастичном приближении [4], т. е. в пределе исчезающе малой плотности частиц пучка. В этом приближении каждый ион пучка с атомной массой A_1 и порядковым номером Z_1 отдает свою энергию индивидуально, независимо от присутствия других быстрых частиц, в процессе кулоновского взаимодействия с электронами и ионами среды. Под быстрыми мы подразумеваем частицы с кинетической энергией $0,1 \text{ МэВ/а.е.м.} \leq E_1 \leq 1 \text{ ГэВ/а.е.м.}$

Чтобы в общем случае вычислить тормозную способность, необходимо, строго говоря, знать полный спектр энергетических возбуждений среды и уметь вычислять заряд быстрого иона eZ_{1ef} и вероятности переходов между различными энергетическими состояниями среды. При этом необходимо учитывать, что быстрый ион не точечный заряд, а окружен облаком электронов, которые могут сами переходить из одного энергетического состояния в другое. Поскольку в такой общей постановке задачу удастся решить еще не скоро, в данной работе принят упрощенный подход, основанный на полумпирической формуле для Z_{1ef} и на приближении среднего иона [5] при описании свойств среды. Принципиальное отличие данной работы от всех предыдущих состоит в использовании корректного уравнения ионизации для плотной плазмы и более точной процедуры вычисления средней энергии возбуждения $\hbar\bar{\omega}$ связанных электронов. В результате обнаружен интересный эффект, характерный для плотной плазмы и не проявившийся в аналогичных расчетах других авторов [6, 7]: с ростом температуры при фиксированной плотности тормозная способность среды сначала уменьшается на 10–40% и лишь затем начинает расти.

2. Торможение на связанных электронах

В данной работе среда, для которой вычисляется тормозная способность $S = -\rho^{-1} dE_1/dx$, для простоты предполагается состоящей из атомов одного сорта с атомной массой A_2 и порядковым номером Z_2 . В среде предполагается наличие статистического равновесия, характеризующегося в общем случае разными электронной T_e и ионной T_i температурами. При заданных T_e и ρ степень ионизации $y = y(\rho, T_e)$ (число свободных электронов, приходящихся на одну атомную ячейку) находится из уравнения ионизации

$$\mu_e(y/V, T_e) + I(y) = b(Z_2/V)^8 (1 + \mu T_e^2 V^0)^{-1}, \quad (1)$$

где V — объем атомной ячейки, $I(y)$ — сглаженная интерполяция дискретных потенциалов ионизации, μ_e — химический потенциал идеального фер-

ми-газа электронов, b , β , μ и σ — константы, характеризующие индивидуальные свойства элементов. Все величины в уравнении (1) измеряются в атомных единицах. Значения фигурирующих в нем постоянных для ряда элементов приведены в таблице (подробнее см. [5]).

Полную тормозную способность представим в виде четырех слагаемых

$$-\frac{1}{\rho} \frac{dE_1}{dx} = S = S_{be} + S_{fe} + S_{fi} + S_{nu}, \quad (2)$$

описывающих соответственно вклады связанных и свободных электронов, а также свободных ионов плазмы и «голых» ядер. Выражение для S_{be} в

	β	b	σ	$10^3 \mu$	ν_0	g_0
Be	0,6	11,63	1,8	5,7	2,20	2,10
C	0,6	11,73	1,6	20,4	3,09	2,30
Al	0,59	10,54	1,72	4,97	3,42	2,06
Ti	0,67	5,5	1,8	3,73	3,30	1,62
Fe	2/3	5,7	1,82	3,2	4,17	2,05
Ag	2/3	5,7	1,8	2,79	4,64	1,73
Au	2/3	5,7	1,85	1,37	6,85	1,61
Pb	2/3	5,7	1,85	1,19	5,35	1,47
U	0,68	5,05	1,8	1,39	6,98	1,20

общем случае имеет вид [8]

$$S_{be} = \frac{4\pi e^4 Z_{1ef}^2}{m_e v_1^2} \left(\frac{Z_2 - y}{A_2 m_A} \right) \left[L_{be} - \ln \left(1 - \frac{v_1^2}{c^2} \right) - \frac{v_1^2}{c^2} \right], \quad (3)$$

где eZ_{1ef} — заряд быстрого иона, движущегося со скоростью v_1 , $(Z_2 - y)$ — число связанных электронов в одном атоме среды; m_A — атомная единица массы (а. е. м.); L_{be} — кулоновский логарифм, от которого мы для простоты отделили релятивистские поправки, чтобы ниже при его вычислении иметь дело с нерелятивистскими импульсами и энергиями.

В тех случаях, когда значения $L_{be} \gg 1$, эту величину удобно представить в виде

$$L_{be} = \ln(p_{max}/p_{min}), \quad (4)$$

где p_{max} и p_{min} — соответственно максимальное и минимальное изменения импульса быстрого иона в результате столкновения с полевой частицей (в данном случае — со связанным электроном). Выражение для p_{max} очевидно:

$$p_{max} = 2m_e v_1. \quad (5)$$

Правильные значения p_{min} в классическом ($\hbar v_1 \ll Z_{1ef} e^2$) и квантовом ($\hbar v_1 \gg Z_{1ef} e^2$) пределах были впервые вычислены Бором [9] и Бете [10]. Переходную область $\hbar v_1 \sim Z_{1ef} e^2$ рассмотрел Блох [11]. Результаты Бора — Бете — Блоха с очень хорошей точностью описываются простым выражением

$$p_{min} = [(\gamma Z_{1ef} e^2 \bar{\omega} / v_1^2)^2 + (\hbar \bar{\omega} / v_1)^2]^{1/2}, \quad (6)$$

где $\bar{\omega}$ — средняя частота возбуждения атомных электронов, $\ln \gamma = 0,577$ — постоянная Эйлера.

Бете смог вычислить значение $\bar{\omega}$ лишь для изолированного атома водорода, для которого $\hbar \bar{\omega} = 1,105 \text{ Ry}$. Для тяжелых атомов значения $\bar{\omega}$ теоретически не вычислены до сих пор. Экспериментальные значения $\bar{\omega}$ измерены для всех элементов вплоть до урана [12] — но лишь при комнатной температуре и атмосферном давлении. Нам необходимо разработать приближенную процедуру оценки $\bar{\omega}$, применимую как для изолированных ионов произвольной кратности в разреженной плазме, так и для сжатых атомных ячеек в плотном веществе. При этом нужно достаточно корректно описать следующие два эффекта:

1) последовательное «выключение» атомных оболочек по мере того, как скорость замедляющегося иона v_1 становится меньше атомных скоростей электронов на соответствующих оболочках;

2) возрастание атомных частот ω по мере тепловой ионизации атомов, сопровождающейся отрывом внешних электронов, частично экранирующих заряд ядра.

С этой целью разобьем произведение $(Z_2 - y)L_{be}$ из (3) на сумму по отдельным подоболочкам в модели атома Хартри — Фока — Дирака

$$(Z_2 - y)L_{be} = \sum_{n,l,j} n_{n,l,j} H_{be}(\Lambda_{n,l,j}) \quad (7)$$

и будем считать, что значения

$$\Lambda_{n,l,j} = (p_{max}/p_{min})_{n,l,j} \quad (8)$$

по-прежнему определяются формулами (5), (6), в которых для каждой подоболочки необходимо подставить свое значение средней частоты возбуждения $\bar{\omega}_{n,l,j}$. Суммирование в (7) распространяется лишь на те подоболочки, на которых имеются связанные электроны; при этом в принятой нами модели среднего иона число электронов на самой внешней из занятых подоболочек может оказаться дробным.

Последовательное выключение внутренних подоболочек при $\Lambda_{n,l,j} \ll 1$ учтем при помощи универсальной зависимости $H_{be}(\Lambda)$. Ясно, что функция $H_{be}(\Lambda) \approx \ln \Lambda$ при $\Lambda \gg 1$ и обращается в нуль при $\Lambda = 0$. Закон убывания $H_{be}(\Lambda)$ при $\Lambda \ll 1$ определяется формой спектра возбуждений на частотах $\omega \ll \bar{\omega}$. Ориентируясь на более общий случай квазинепрерывного спектра, для которого применим результат Фирсова [13] $H_{be}(\Lambda) \propto \Lambda^{1/2}$, мы остановимся на простой формуле

$$H_{be}(\Lambda) = \ln [1 + \Lambda / (1 + 3,5/\Lambda^{1/2})], \quad (9)$$

которая находится в разумном согласии с экспериментальными данными [14], по замедлению протонов (см. рис. 2).

Описав выключение оболочек функцией $H_{be}(\Lambda)$, мы можем считать средние частоты $\bar{\omega}_{n,l,j}$ не зависящими от скорости быстрого иона v_1 и учесть их зависимость лишь от степени ионизации y . Ясно, что по порядку величины $\hbar \bar{\omega}_{n,l,j} \sim \epsilon_{n,l,j}$, где $\epsilon_{n,l,j} = \epsilon_{n,l,j}(y)$ — энергия отрыва (перехода в непрерывный спектр) электрона с подоболочки n, l, j . Мы положим

$$\hbar \bar{\omega}_{n,l,j} = g(y) \epsilon_{n,l,j}(y), \quad (10)$$

где коэффициент возбуждения $g(y)$ один и тот же для всех подоболочек данного иона. О точности такого приближения можно судить, сравнив между собой значения $g_0 = g(y_0)$, вычисленные для различных веществ при нормальных условиях ($T_e = T_0 = 300$ К, $P = 760$ Тор, $\rho = \rho_0$, $y_0 = y(\rho_0, T_0)$) по известным из эксперимента значениям $\bar{\omega} = \bar{\omega}_{exp}$. Поскольку при определении $\bar{\omega}_{exp}$ используется формула Бете в пределе высоких энергий $E_1 \gg \gg 100$ МэВ/а.е.м., когда вкладом S_{fi} и S_{nu} можно пренебречь, значения g_0 можно найти из соотношения

$$(Z_2 - y_0)L_{be} + y_0 L_{fe} = Z_2 \ln (2m_e v_1^2 / \hbar \bar{\omega}_{exp}), \quad (11)$$

в котором подразумевается $T_e = T_0$, $\rho = \rho_0$, $Z_1 = A_1 = 1$, $E_1 = m_p c^2$; значения $\hbar \bar{\omega}_{exp}$ затабулированы в обзоре [12], энергии связи электронов для изолированных атомов приведены в [15]; формулы для вычисления L_{fe} выписаны ниже (см. раздел 3). Из таблицы, где приведены значения y_0 и g_0 для ряда элементов, мы видим, что разброс в величине g_0 от элемента к элементу сравнительно невелик: $1,2 \leq g_0 \leq 2,3$. Опираясь на крайние значения $g(y_0) = g_0$ и $g(Z_2 - 1) = g_H = 1,105$, мы примем простейшую интерполяционную формулу для $g(y)$:

$$g(y) = \begin{cases} g_0, & 0 < y \leq y_c, \\ g_0 + (g_H - g_0)(y - y_c) / (Z_2 - 1 - y_c), & y_c < y < Z_2 - 1, \\ g_H, & Z_2 - 1 \leq y < Z_2, \end{cases} \quad (12)$$

где $y_c = y(\rho, T_0)$ — холодная степень ионизации.

Возрастание энергий отрыва $\varepsilon_{n,l,j}(y)$ по мере перехода к более высоким стадиям ионизации мы учтем в приближении

$$\varepsilon_{n,l,j}(y) = \varepsilon_{n,l,j}(0) + \Delta\varepsilon(y), \quad (13)$$

где поправка $\Delta\varepsilon(y)$ на снятие экранировки внешними электронами не зависит от квантовых чисел n, l, j :

$$\Delta\varepsilon(y) = \max \{0; I_{y+1} - \varepsilon_{Z_2-y} - 2 Ry b (Z_2/V)^3 (1 + \mu T_e^{-2} V^0)^{-1}\}. \quad (14)$$

Здесь I_{y+1} — потенциал ионизации $y \rightarrow y+1$, а ε_{Z_2-y} — энергия связи (Z_2-y) -го электрона в нейтральном изолированном атоме. Выражение (14) достаточно точно описывает предел разреженной ($V \rightarrow \infty$) плазмы, когда $\Delta\varepsilon(y) \approx I_{y+1} - \varepsilon_{Z_2-y}$ [16]. В плотной неидеальной плазме электроны и после перехода в непрерывный спектр продолжают частично экранировать заряд ядра. В (14) этот эффект учтен при помощи той же поправки к $I(y)$, что и в уравнении ионизации (1). Ясно, что такая поправка качественно правильно описывает снижение $\Delta\varepsilon(y)$ по мере роста плотности; насколько она точна количественно — судить трудно, поскольку ни теоретических расчетов, ни экспериментальных измерений величины $\bar{\omega}$ в сильно сжатом веществе пока нет. Для нецелых y величина $\varepsilon_{n,l,j}(y)$ оценивалась по формулам линейной интерполяции между соседними целыми значениями.

На рис. 1 проведено сравнение описанной выше процедуры вычисления $\bar{\omega}(y)$ с атомными расчетами [17, 18] для изолированных ($V \rightarrow \infty$) ионов Al и Au. Налицо гораздо лучшее согласие, чем в моделях других авторов [19], — особенно после того, как мы примем для Al значение $g_0 = 1,323$, вычисленное исходя из теоретического результата $\hbar\bar{\omega}|_{v=0} = 120,7$ эВ [17], существенно отличающегося от $\hbar\bar{\omega}_{exp} = 164$ эВ.

3. Торможение на свободных электронах

Тормозную способность электронов непрерывного спектра мы оценим по формулам, полученным в теории идеальной плазмы. Суммируя результаты ряда теоретических исследований [20–22], в данной работе предлагается следующий алгоритм для вычисления S_{fe} :

$$S_{fe} = \frac{4\pi e^4 Z_{ief}^2 y G(x_e)}{m_e v_1^2 A_2 m_A} \left[L_{fe} - \ln \left(1 - \frac{v_1^2}{c^2} \right) - \frac{v_1^2}{c^2} \right], \quad (15)$$

$$G(x_e) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left[\int_0^{x_e} \exp(-t^2) dt - x_e \exp(-x_e^2) \right] \approx (1 + 1,33x_e^{-3})^{-1}, \quad (16)$$

$$x_e = (m_e v_1^2 / 2kT_{ef})^{1/2}, \quad x_i = (m_A A_2 v_1^2 / 2kT_i)^{1/2}, \quad (17)$$

$$kT_{ef} = [(kT_e)^2 + (2^{1/2} \pi \hbar^2 n_e^{2/3} / m_e)^2]^{1/2}, \quad (18)$$

$$L_{fe} = \ln [1 + \Lambda_{fe} / (1 + 0,5/\Lambda_{fe}^{1/2})], \quad (19)$$

$$\Lambda_{fe} = 2m_e v_{ef,e}^2 r_{ef}^* / (\hbar^2 v_{ef,e}^2 + \gamma^2 Z_{ief}^2 e^4)^{1/2}, \quad (20)$$

$$m_e v_{ef,e}^2 = 2kT_{ef} \eta(x_e); \quad m_A A_2 v_{ef,i}^2 = 2kT_i \eta(x_i), \quad (21)$$

$$\eta(x) = 0,353 + x^2 (2,34 + x^3) / (11 + x^3), \quad (22)$$

$$r_{ef}^* = \max \left\{ r_{ef}; \left(\frac{3}{4\pi} \frac{Z_{ief}}{n_e} \right)^{1/3} \right\}, \quad (23)$$

$$r_{ef}^{-2} = 4\pi n_e e^2 / m_e v_{ef,e}^2 + 4\pi n_e y e^2 / A_2 m_A v_{ef,i}^2. \quad (24)$$

Выше $n_e = \rho y / A_2 m_A$ — объемная плотность свободных электронов. Формулы (15)–(24) фактически представляют собой шпильку всех асимптотик, различающихся значениями четырех безразмерных параметров, которые

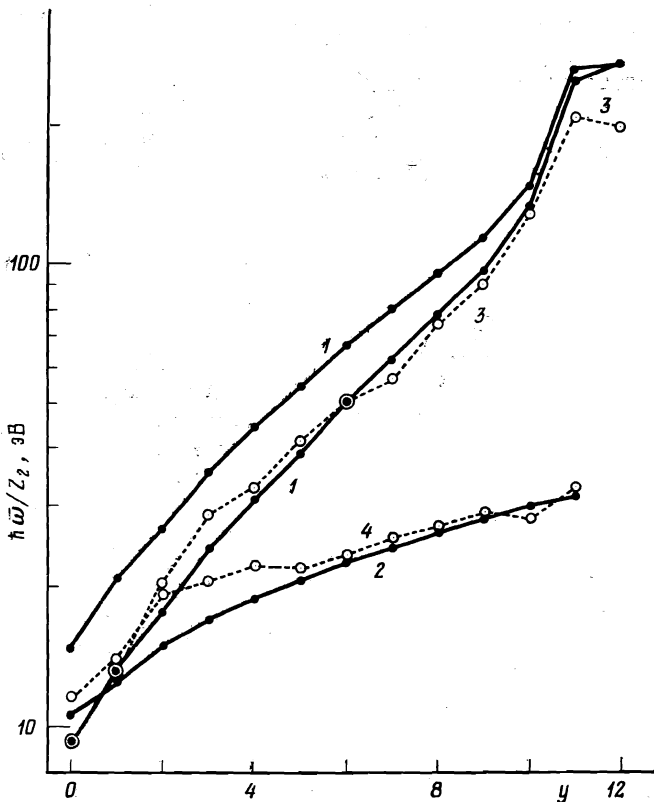


Рис. 1. Средняя энергия возбуждения $\hbar\bar{\omega}$ изолированных ионов: 1, 3 — алюминия и 2, 4 — золота в зависимости от их кратности y ; 1, 2 — расчеты по формулам данной работы, 3 — данные из [17] и 4 — из [18]

характеризуют торможение пробного заряда в идеальной плазме: параметра вырождения $\psi = \epsilon_F/kT_e$ (ϵ_F — энергия Ферми электронного газа с плотностью n_e), боровского параметра $\lambda = e^2 Z_{1,ei} / \hbar v_{ef,e}$ и двух «звуковых» параметров x_e и x_i . Так, переход от «сверхзвукового» торможения при $x_e \gg 1$ к «дозвуковому» при $x_e \ll 1$, рассчитанный для бальцмановской ($\psi \ll 1$) плазмы в [21], хорошо описывается выражением (22); абсолютная ошибка в значении L_{je} не превышает 0,1. Сшивка бальцмановской ($\psi \ll 1$) и фермиевской ($\psi \gg 1$) асимптотик реализована простейшей зависимостью (18), дающей правильный предлогарифмический множитель в пределе $\psi \gg 1$ и $x_e \ll 1$ [22]. Однако, как показывает сравнение с результатами строгого интегрирования диэлектрической проницаемости вырожденной плазмы [23], простая формула (18) в совокупности с (22) может приводить к ошибке $\sim 50\%$ в значениях S_{je} при $x_e \sim 1$, тогда как вне интервала $0,4 \leq x_e \leq 3$ эта ошибка всегда $\leq 10\%$. Какова точность предложенной схемы в промежуточной области $\psi \sim 1$, пока не ясно. В выражении (24) для эффективного радиуса экранирования r_{ef} свободными зарядами «включение» ионов при $x_i \sim 1$ учтено по той же формуле (22), что и включение электронов при $x_e \sim 1$. Формула (3) ограничивает возможные значения r_{ef} снизу радиусом «сильного» экранирования $(3Z_{1,ei}/4\pi n_e)^{1/2}$ [24].

4. Торможение на ионах среды

Торможение за счет столкновений с ионами может стать существенным в конце пробега как в горячей плазме при $x_e \ll 1$, так и в холодном веществе при $E_i \leq 0,5$ МэВ/а.е.м. и $Z_1 \gg 1$, $Z_2 \gg 1$. Столкновения с ионами среды можно условно разбить на далекие и близкие; границу раздела будем характеризовать значением прицельного параметра $r = r_c$, соответствующие вклады в полную тормозную способность обозначим S_{fi} и S_{nu} . При $r \gg r_c$,

ионы пучка и мишени взаимодействуют как точечные заряды eZ_{1ef} и ey ; при $r \ll r_s$ ядра сталкивающихся ионов проникают под экранирующее облако связанных электронов и отталкиваются как точечные заряды eZ_1 и eZ_2 .

Для описания далеких столкновений применим результаты теории дебаевского экранирования аналогично тому, как это было сделано для столкновений со свободными электронами. В результате получаем следующее выражение для $\Lambda_{fi} = p_{max}/p_{min}$:

$$\Lambda_{fi} = \min \left\{ \frac{2M_0 v_{ef,i}^2 r_s^*}{(\hbar^2 v_{ef,i}^2 + \gamma^2 Z_{1e}^2 y^2 e^4)^{1/2}}; \frac{r_s^*}{r_s} \right\}, \quad (25)$$

где $M_0 = m_A A_1 A_2 / (A_1 + A_2)$ — приведенная масса сталкивающихся ионов, $v_{ef,i}$ — эффективная скорость пробного иона согласно (21).

Прежде чем написать окончательное выражение для S_{fi} , необходимо уточнить понятие пробега. Пока мы рассматривали торможение ионов на легких электронах, мы молчаливо подразумевали, что быстрые ионы теряют всю свою энергию, двигаясь по прямой, и не делали различия между приведенной массой $m_e/(1+m_e/m_A A_1)$ и массой электрона m_e . В случае рассеяния на тяжелых частицах с массой $m_A A_2$ длина прямолинейного участка траектории $R_0 \propto M_0$ может сильно отличаться от длины траектории $R_E \propto m_A A_2$ полной потери энергии (всегда $R_0 < R_E$). В случае $R_0 \ll R_E$ релаксация быстрого иона приобретает диффузионный характер. В такой ситуации нас интересует проекционный пробег $R_p \approx (R_0 R_E)^{1/2}$, равный среднему смещению быстрого иона вдоль начального направления движения. В соответствии с этим мы примем

$$S_{fi} = \frac{4\pi e^4 Z_{1ef}^2 y^2 (1+A_2/A_1)^{1/2}}{m_A A_2 v_i^2} \frac{G(x_i) L_{fi}}{m_A A_2}, \quad (26)$$

где по аналогии с (19)

$$L_{fi} = \ln[1 + \Lambda_{fi}/(1 + 0,5/\Lambda_{fi}^{1/2})]. \quad (27)$$

Проводя аналогичные рассуждения для близких столкновений, мы придем к следующим выражениям:

$$S_{nu} = \frac{4\pi e^4 Z_1^2 Z_2^2 (1+A_2/A_1)^{1/2}}{m_A A_2 v_i^2} G(x_i) L_{nu}, \quad (28)$$

$$\Lambda_{nu} = \frac{2M_0 v_{ef,i}^2 r_s}{(\hbar^2 v_{ef,i}^2 + \gamma^2 Z_1^2 Z_2^2 e^4)^{1/2}}. \quad (29)$$

Сравнивая (28) с результатами Линдхарда и др. [25], полученными в рамках модели Томаса — Ферми, мы приходим к следующим значениям численных коэффициентов в формулах для r_s и L_{nu} :

$$r_s = 0,51 a_0 [Z_1^2 (\max\{Z_1 - Z_{1ef}; 1\})^{-4/3} + Z_2^2 (\max\{Z_2 - y; 1\})^{-4/3}]^{-1/2}, \quad (30)$$

$$L_{nu} = \ln[1 + \Lambda_{nu}/(1 + 0,35/\Lambda_{nu}^{1/2})] \quad (31)$$

(a_0 — борковский радиус). При выводе (30) мы воспользовались методом, предложенным в [26].

5. Эффективный заряд

Как и в большинстве других работ, мы предполагаем, что эффективный заряд Z_{1ef} быстрого иона не зависит от химического состава и плотности среды, а определяется некоторой универсальной функцией Z_1 и v_1 . Мы вынуждены, однако, отказаться от общепринятых полуэмпирических выражений для Z_{1ef} , поскольку они, как правило, получены в предположении $Z_{1ef}^2 = S(Z_1, v_1)/S(1, v_1)$, не учитывающем зависимости кулоновских логарифмов от Z_1 . Вычисляя тормозную способность S по выписанным выше выражениям и сопоставляя ее с данными экспериментов [27—29] и

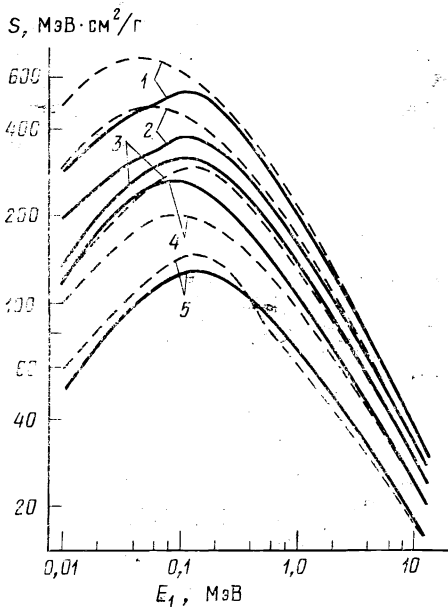


Рис. 2.

Рис. 2. Тормозные способности различных металлов: 1 — Ве, 2 — Al, 3 — Fe, 4 — Ag, 5 — U при нормальных условиях для протонов в зависимости от их энергии. Сплошные линии — настоящие расчеты, штриховые линии — компиляция экспериментальных данных из [14]

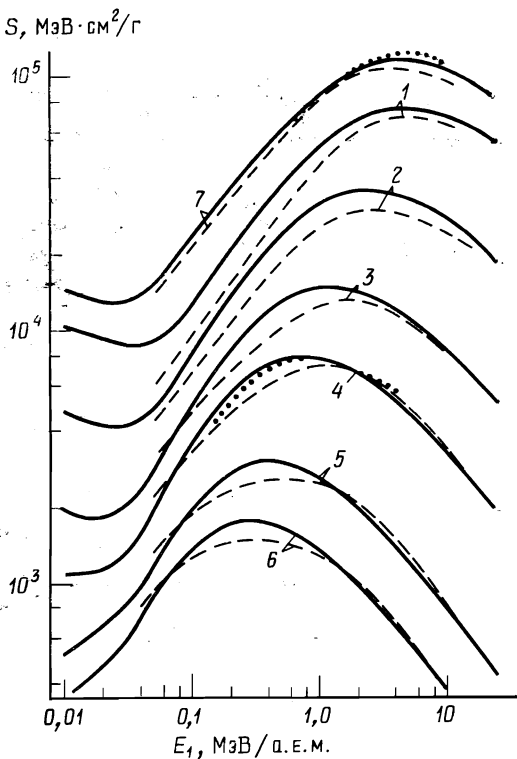


Рис. 3.

Рис. 3. Тормозные способности серебра (1—6) при нормальных условиях для ионов: 1 — U, 2 — Ag, 3 — Ti, 4 — Al, 5 — C, 6 — Be, а также алюминия для ионов урана (7) в зависимости от энергии ионов. Сплошные линии — настоящие расчеты; штриховые линии — значения электронной тормозной способности из [30]; пунктир — экспериментальные данные из [27] для Al → Ag и из [29] для U → Al

таблицами [30], мы остановились на следующем выражении для эффективного заряда:

$$Z_{1,ef}/Z_1 = [1 + (0,62Z_1^{3/2}v_0/v_1)^{1,7}]^{-1/1,7}, \quad (32)$$

где $v_0 = e^2/\hbar$ — боровская скорость. Функциональная зависимость (32) заимствована из работы [31]. Для протонов полагалось $Z_{1,ef} = 1$ независимо от значения скорости v_1 [26]. Для остальных элементов значения $Z_{1,ef}$ ограничивались снизу величиной y_1 — равновесной степенью ионизации атома (Z_1, A_1), вкрапленного в среду (Z_2, A_2) с плотностью ρ и электронной температурой T_e .

6. Результаты расчетов

Прямое сравнение описанной выше схемы с экспериментальными данными может быть проведено лишь для сред при нормальных плотности и температуре. Рисунок 2 иллюстрирует такое сравнение для протонов, испытывающих торможение в разных металлах из разных частей периодической системы. Поскольку для протонов принято $Z_{1,ef} = 1$, относительный разброс теоретических и экспериментальных кривых на этом рисунке достаточно отчетливо характеризует погрешность нашей схемы в описании спектра энергетических возбуждений среды. Как и следовало ожидать, ошибки становятся большими при энергиях $E_1 \leq 0,1$ МэВ/а.е.м., когда кулоновские логарифмы $L_{ve} \leq 1$, $L_{ze} \leq 1$. При других ρ и T_e , сильно отличающихся от нормальных, обсуждаемая погрешность должна быть такого же порядка, что и на рис. 2, уже хотя бы потому, что предложен-

ная схема достаточно хорошо передает изменение средней энергии возбуждения $\hbar\bar{\omega}$ с ростом кратности ионизации (см. рис. 1).

Рисунок 3 иллюстрирует погрешность, вносимую в значения тормозной способности серебра при нормальных условиях универсальной формулой (32) для $Z_{1\text{ef}}$. Поскольку на рис. 3 в основном проводится сравнение с экстраполяцией экспериментальных данных согласно [30], необходимо отметить следующее. Во-первых, в таблицах [30] приведены значения только электронной составляющей тормозной способности, вклад которой в S доминирует при $E_1 > 0,1$ МэВ/а.е.м. Во-вторых, как показали

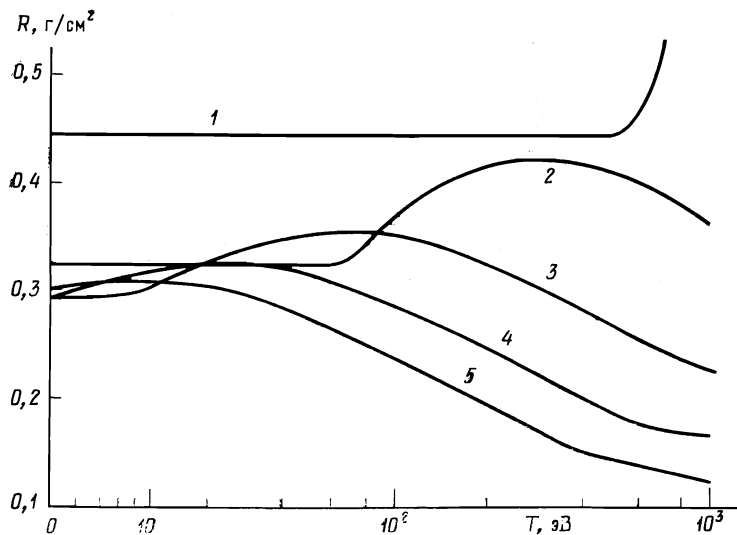


Рис. 4. Зависимости пробега ионов висмута с энергией 10 ГэВ/ядро в свинце от температуры последнего. Плотности свинца: 1 — 1134, 2 — 113,4, 3 — 11,34, 4 — 1,134, 5 — 0,1134 г/см³

результаты недавних экспериментов [28, 29], таблицы [30] дают систематически заниженные значения S в интервале энергий 0,1—10 МэВ/а.е.м., что хорошо видно на кривых 7 и 4 рис. 3. Отметим, что в условиях, сильно отличающихся от нормальных, погрешность простой формулы (32) может несколько возрасти, на что указывают систематически более низкие значения $Z_{1\text{ef}}$ в газах по сравнению с металлами [32]. Но даже с учетом этого обстоятельства ошибка, вносимая в значения S приближением (32), того же порядка, что и ошибка при вычислении L_{be} и L_{je} , и более детальное описание $Z_{1\text{ef}}$ в рамках обсуждаемой схемы, по-видимому, нецелесообразно.

Изменение скорости торможения быстрых ионов при условиях, сильно отличающихся от нормальных, проиллюстрировано на рис. 4 на примере ионов Вi с энергией 10 ГэВ (47,85 МэВ/а.е.м.), замедляющихся в свинцовой плазме. Значения Z_1 , Z_2 и E_1 выбраны такими же, как и в работе [7]. Однако в отличие от результатов [7], полученные нами зависимости пробега от температуры и плотности среды носят довольно сложный, немонотонный характер. Прежде всего бросается в глаза следующий эффект: при плотностях плазмы $\geq 10^{22}$ атомов/см³ с ростом T пробег сначала возрастает на 10—40% и лишь потом начинает падать. Это явление не было отмечено в работах [6, 7], хотя его физическая интерпретация достаточно прозрачна и сводится к следующему. С ростом температуры растет степень ионизации атомов среды. Переход электронов из дискретного спектра в непрерывный сказывается на тормозной способности двояким образом: с одной стороны, более высокие значения кулоновского логарифма L_{je} свободных электронов по сравнению с L_{be} способствуют возрастанию тормозной способности S , с другой стороны, ионизация сопровождается возрастанием плазменной частоты ω_p и средней частоты возбуждения из дискретного спектра $\bar{\omega}$, т. е. уменьшением значений самих логарифмов L_{je} и L_{be} , что приводит к уменьшению S . В разреженной

плазме, когда разница между значениями L_{fe} и L_{be} достаточно велика, преобладает первый фактор и пробег монотонно падает с ростом температуры. В плотной плазме, когда значения L_{fe} и L_{be} не сильно отличаются друг от друга, в определенном интервале температур преобладает второй фактор и пробег растет с ростом T .

Немонотонный ход кривых $R(T)$ в плотной плазме был нами впервые замечен и объяснен в работе [4]. Но поскольку в [4] ионизация плотной плазмы рассчитывалась методом Саха — Райзера, который заведомо завышает эффект возрастания средней частоты $\bar{\omega}$ возбуждения из дискретного спектра, реальность обсуждаемого горба на кривых $R(T)$ вплоть до настоящих расчетов была под вопросом. Следует признать, однако, что переход к физически более корректному уравнению ионизации (1) и более точному способу оценки $\bar{\omega}$ в данной работе в целом мало повлиял на качественное поведение кривых $R(T)$.

Автор признателен В. С. Имшеннику за постоянный интерес к работе и полезные обсуждения.

Литература

1. *Godlove T. F.* Proc. Symp. on Accel. Aspects of Heavy Ion Fus. Darmstadt, March — April 1982, GSI-82-8, p. 435.
2. *Зенкевич П. Р., Имшенник В. С., Капчинский И. М., Кошкарев Д. Г., Шевченко В. Г.* Препринт ИТЭФ, 1981, № 64.
3. *Studies on the Feasibility of Heavy Ion Beams for Inertial Confinement Fus.* Annual Report 1981, 1982, GSI-82-6.
4. *Баско М. М., Соколовский М. В.* Физика плазмы, 1982, 8, 519.
5. *Баско М. М.* Препринт ИТЭФ, 1982, № 57.
6. *Mehlhorn T. A.* J. Appl. Phys., 1982, 52, 6522.
7. *Meyer-ter-Vehn J., Metzler N.* Target Design for Heavy Ion Beam Fus., 1981, MPQ-48.
8. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982, с. 551.
9. *Bohr N.* Phil. Mag., 1913, 25, 10.
10. *Beihe H. A.* Ann. der Physik, 1930, 5, 325.
11. *Bloch F.* Ann. der Physik, 1933, 16, 285.
12. *Ahlen S. P.* Rev. Mod. Phys., 1980, 52, 121.
13. *Фирсов О. Б.* ЖЭТФ, 1959, 36, 1517.
14. *Andersen H. H., Ziegler J. F.* Hydrogen Stopping Powers and Ranges in All Elements. N. Y.: Pergamon Press, 1977.
15. *Huang K.-N., Aoyagi M., Chen M. N., Crasemann B., Mark H.* Atom. Data Nucl. Data Tables, 1976, 18, 243.
16. *Carlson T. A., Nestor C. W. Jr., Wasserman N., McDowell J. D.* Atomic Data, 1970, 2, 63.
17. *McGuire E. J., Peek J. M., Pitchford L.* Phys. Rev., 1982, 26A, 1318.
18. *McGuire E. J.* Phys. Rev., 1982, 26A, 1871.
19. *Peek J. M.* Phys. Rev., 1982, 26A, 1030.
20. *Kihara T., Aono O.* J. Phys. Soc. Japan, 1963, 18, 837.
21. *Hamada T.* Austral. J. Phys., 1978, 31, 291.
22. *Ritchie R. H.* Phys. Rev., 1959, 114, 644.
23. *Яковлев Д. Г., Котельников С. С.* ЖЭТФ, 1983, 84, 1348.
24. *Salpeter E. E.* Austral. J. Phys., 1954, 7, 373.
25. *Lindhard J., Nielsen V., Scharff M.* K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat.-Fys. Medd., 1968, 36, № 10.
26. *Brandt W., Kitagawa M.* Phys. Rev., 1982, 25B, 5631.
27. *Forster J. S., Ward D., Andrews H. R., Ball G. C., Costa G. J., Davies W. G., Mitchell I. V.* Nucl. Instrum. Meth., 1976, 136, 349.
28. *Anthony J. M., Lanford W. A.* Phys. Rev. 1982, 25A, 1868.
29. *Geissel H., Laichter Y., Schneider W. F. W., Armbruster P.* Proc. Symp. on Accel. Asp. of Heavy Ion Fus. Darmstadt, March — April, 1982, GSI-82-8, p. 578.
30. *Northcliffe L. C., Schilling R. F.* Nucl. Data Tables 1970, 7A, 233.
31. *Nikolaev V. S., Dmitriev I. S.* Phys. Lett., 1968, 28A, 277.
32. *Geissel H., Laichter Y., Schneider W. F. W., Armbruster P.* Nucl. Instrum. Meth., 1982, 194, 21.

Институт теоретической и экспериментальной физики

Поступила в редакцию
28.VII.1983
Исправленный вариант
получен 28.II.1984