

УДК 533.922

## НАГРЕВ ПЛАЗМЫ ПУЧКОМ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

БАСКО М. М., СОКОЛОВСКИЙ М. В.

### 1. Введение

В последнее время в литературе (см., например, [1, 2]) обсуждаются различные варианты разогрева термоядерных мишеней пучками ионов, разогнанных на ускорителях. Предпочтение отдается тяжелым ионам типа I, Ва, U и т. п. При этом речь идет о плотностях потока энергии в пучке  $W_B \sim 10^{14} - 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup> и энергиях ионов  $E_B/A_B \sim 10 - 100$  МэВ/а.е.м. Чтобы рассчитать динамику мишени, облучаемой таким пучком, необходимо знать длину пробега ионов в различных средах и закон изменения тормозной способности вещества вдоль траектории. Сравнение различных возможных механизмов торможения быстрых ионов (см. раздел 2) показывает, что в интересующих нас условиях основную роль играет классическая одночастичная передача энергии каждого отдельного иона электроном среды (ионизационные потери в нейтральной среде, поляризационные потери в «холодной» плазме). Вычисление тормозящей силы, действующей на быстрый ион, осложняется, однако, необходимостью учитывать эффект оболочек, обмен электронами с окружающей средой, переход от «сверхзвукового» режима  $V_B \gg \sqrt{T/m_e}$  к «дозвуковому»  $V_B \lesssim \sqrt{T/m_e}$  и т. д. В предыдущей работе [3] обсуждались различные теоретические аспекты торможения тяжелых ионов в частично ионизованной среде и была предложена формула, приближенно учитывающая основные физические эффекты, важные для определения тормозной способности в диапазоне энергий ионов  $0,1 \text{ МэВ} \leq E_B/A_B \leq 500 \text{ МэВ}$ .

В данной работе описан модифицированный вариант предложенной ранее формулы и приведены результаты детального сравнения расчетов по ней с имеющимися экспериментальными данными. В разделе 5 изложены результаты модельного расчета разогрева плоской свинцовой «стенки» пучком ионов урана.

### 2. Сравнение различных механизмов торможения

Рассмотрим пучок ионов с порядковым номером  $Z_B$ , атомным весом  $A_B$  и энергией  $E_B$  (скоростью  $V_B$ ), распространяющийся в положительном направлении оси OX, и при  $x=0$  входящий в однородную среду с плотностью  $\rho = 0,1 \div 10$  г/см<sup>3</sup>, типичной для твердых тел в обычных условиях. Для простоты полагаем, что при  $x < 0$  пучок состоит из нейтральных атомов и распространяется в вакууме. Торможение ионов пучка в среде может быть обусловлено следующими механизмами:

1) замедлением в макроскопическом электрическом поле  $\mathcal{E}_x$ , возникающем из-за раскомпенсации электрического заряда пучка при «обдирке» электронного облака, окружавшего первоначально каждый ион, на границе среды  $x=0$ ;

2) пучковой неустойчивостью, развитие которой приводит к возбуждению плазменных колебаний среды (коллективное торможение);

3) одночастичными потерями энергии, обусловленными индивидуальным кулоновским взаимодействием каждого иона пучка с электронами и ионами среды.

Ниже мы покажем, что в интересующих нас условиях доминирует последний механизм.

Простейшие оценки сразу убеждают, что, попадая в среду, ионы пучка практически мгновенно (по сравнению со временем торможения  $\tau_{br}$ ) теряют все свои электроны, орбитальные скорости которых существенно меньше  $V_B$ , т. е. энергия связи которых  $\epsilon_{n_{ij}} < \frac{1}{2} m_e V_B^2$ . Действительно, сече-

ние отрыва таких электронов за счет столкновений с электронами среды можно оценить в предположении, что оба электрона, участвующие в столкновении, свободны. Интегрируя дифференциальное сечение рассеяния электрона на покоящемся электроне [4] по интервалу углов рассеяния  $2\epsilon_{n_{ij}}/m_e V_B^2 < \cos^2 \theta < 1 - 2\epsilon_{n_{ij}}/m_e V_B^2$ , получаем

$$\sigma_{ee} \approx 4\pi e^4 / m_e V_B^2 \epsilon_{n_{ij}}, \quad (1)$$

если только значение  $\frac{1}{2} m_e V_B^2$  не слишком близко к  $\epsilon_{n_{ij}}$ . Для отношения времени ионизации  $\tau_i = (\sigma_{ee} N_e V_B)^{-1}$  к времени торможения  $\tau_{br}$  имеем

$$\frac{\tau_i}{\tau_{br}} \approx \left( \frac{2\epsilon_{n_{ij}}}{m_e V_B^2} \right) \frac{m_e}{A_B m_p} Z_{\phi}^2 \ln \Lambda_B \ll 1, \quad (2)$$

где для скорости торможения механизмом 3) мы воспользовались общим выражением вида

$$-\frac{dE_B}{dx} = F = \frac{4\pi e^4 Z_{\phi}^2 N_e}{m_e V_B^2} \ln \Lambda_B; \quad (3)$$

$N_e$  — полное (свободные + связанные) число электронов среды в единице объема.

Как показывает более подробный анализ Бора [5], при движении в среде у иона за время  $\sim \tau_i$  устанавливается некоторое равновесное значение заряда  $Z_{\phi} < Z_B$ , которое соответствует орбитальной скорости последнего связанного электрона  $\sim V_B$ . Для ионов урана  $U_{92}^{238}$  с энергией  $E_B = 10$  ГэВ ( $V_B = 0,9 \cdot 10^{10}$  см/с) имеем  $Z_{\phi} \approx 77$ ,  $\ln \Lambda_B \approx 3,5$ ,  $\frac{1}{2} m_e V_B^2 = 23$  кэВ,

$$\tau_i / \tau_{br} \approx 0,05 \left( 2\epsilon_{n_{ij}} / m_e V_B^2 \right).$$

Легко понять, что электрическое поле  $\mathcal{E}_x$ , возникающее в проводящей среде из-за разделения заряда при «обдирке» ионов вблизи  $x=0$ , не может превосходить равновесного значения

$$\mathcal{E}_x = \eta e Z_{\phi} W_B / E_B, \quad (4)$$

где  $\eta$  — удельное сопротивление среды. Отношение электростатической тормозящей силы  $F_{эл} = e Z_{\phi} \mathcal{E}_x$  к силе  $F$  из (3) составляет

$$\begin{aligned} \frac{F_{эл}}{F} &= \frac{\sqrt{\pi}}{4} \left( \frac{m_e}{2T} \right)^{1/2} \frac{W_B}{\rho} \frac{A_i z_i}{A_B Z_i} \frac{\ln \Lambda_{ei}}{\ln \Lambda_B} = \\ &= 6,7 \cdot 10^{-7} \frac{W_{15}}{T_{кэВ}^{1/2} \rho} \frac{A_i z_i}{A_B Z_i} \frac{\ln \Lambda_{ei}}{\ln \Lambda_B} \ll 1, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $Z_i$ ,  $z_i$ ,  $A_i$  — соответственно порядковый номер, заряд и атомный вес ионов среды (для простоты полагаем, что атомы среды все имеют одну и ту же степень ионизации  $z_i$ ),  $W_{15}$  — поток энергии в пучке в единицах  $10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>. Ниже везде подразумевается, что температура плазмы  $T$  измеряется в энергетических единицах, а плотность  $\rho$  — г/см<sup>3</sup>. При переходе от (4) к (5) мы воспользовались хорошо известным выражением для кулоновского удельного сопротивления равновесной плазмы из [6], что вполне оправдано, поскольку отношение скорости токового дрейфа  $v_e$  к тепловой скорости электронов  $v_e = \sqrt{T/m_e}$  составляет

$$\frac{v_{e,d}}{v_e} = \frac{1,5 \cdot 10^{-7}}{T_{кэВ}^{1/2}} \frac{W_{15}}{\rho V_{10}^2} \frac{A_i Z_{\phi}}{A_B z_i} \ll 1, \quad (6)$$

где  $V_{10} = V_B / 10^{10}$  см·с<sup>-1</sup>. Для торможения ионов урана с энергией 10 ГэВ в свинце при температуре  $T \sim 0,3$  кэВ и  $z_i \sim 20$  имеем  $F_{эл} / F \sim 10^{-7} W_{15}$ ,  $v_{e,d} / v_e \sim 10^{-7} W_{15}$ .

Переходя к вопросу о возбуждении плазменных колебаний, прежде всего отметим, что в покоящейся свинцовой плазме при нормальной плотности и температуре  $\sim 0,3$  кэВ время выравнивания электронной и ионной температур,  $\tau_{ei} \sim 10^{-11}$  с, много меньше длительности импульса  $\Delta t \sim 10^{-8}$  с, в силу чего плазма всегда изотермична ( $T_e = T_i$ ). Отметим, что учет гидродинамического разлета скорее всего не повлияет на эту оценку, поскольку из-за адиабатического охлаждения при разлете характерное время разлета все равно не сможет стать существенно меньше времени облучения  $\Delta t$ . Хорошо известно, что в изотермичной плазме, состоящей из ионов низкой кратности  $z_i \sim 1$ , ионно-звуковая ветвь колебаний не возбуждается. В нашем случае, как показывают прямые оценки, ионно-звуковой ветвью можно пренебречь и при  $z_i \gg 1$ , поскольку максимальный инкремент возбуждения этих волн составляет лишь малую долю  $\sim (v_e / V_B)^2 (\omega_{pi} / \omega_{pe}) \ll 10^{-4}$ , от инкремента раскачки ленгмюровских колебаний, определяемого выражением (10) (см. ниже).

Поскольку оптимальные условия раскачки реализуются для ленгмюровских волн с фазовыми скоростями  $\omega / k \approx V_B \gg v_e = \sqrt{T / m_e} = 1,3 \cdot 10^9 T_{кэВ}^{1/2}$ , затуханием Ландау можно пренебречь, и дисперсионное соотношение имеет вид [7]

$$1 = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} - 2 \left( \frac{\omega_{pB}}{k \Delta V_B} \right)^2 \left[ 1 - 2\zeta \exp(-\zeta^2) \int_0^{\zeta} \exp(t^2) dt + i\sqrt{\pi} \zeta \exp(-\zeta^2) \right], \quad (7)$$

где  $\zeta = (\omega - k_x V_B) / k \Delta V_B$ ,  $\Delta V_B$  — разброс скоростей ионов пучка,

$$\omega_{pe}^2 = \frac{4\pi e^2 N_{fe}}{m_e}, \quad \omega_{pB}^2 = \frac{4\pi Z_{\phi}^2 e^2 N_B}{A_B m_p}, \quad (8)$$

$N_{fe}$  и  $N_B$  — соответственно концентрации свободных электронов среды и ионов пучка. Нас интересует решение (7) в пределе

$$\xi^2 = \left( \frac{\omega_{pB}}{\omega_{pe}} \frac{V_B}{\Delta V_B} \right)^2 \ll \frac{\Delta V_B}{V_B} \ll 1 \quad (9)$$

(типичные для нашего случая значения  $\Delta V_B / V_B \sim (2 \div 3) \cdot 10^{-3}$ ,  $\xi \sim 10^{-3}$ ), когда присутствие частиц пучка практически не сказывается на значениях частоты ленгмюровских колебаний  $\omega \approx \omega_{pe}$ , а неопределенность фазовой скорости  $\gamma / k$ , обязанная затуханию, много меньше разброса скоростей в пучке  $\Delta V_B$ . В этом случае максимальный инкремент нарастания колебаний

$$\gamma_{\max} = \sqrt{\pi / 2} e \xi^2 \omega_{pe} \quad (10)$$

реализуется при  $\zeta = -1/\sqrt{2}$ , т. е. при  $k = \frac{\omega}{V_B} + \frac{k}{\sqrt{2}} \frac{\Delta V_B}{V_B} \approx \omega_{pe} / V_B \approx k$ . Ус-

ловие (9) применимости выражения (10) можно переписать в виде

$$1 \gg \frac{\Delta V_B}{V_B} \gg \left( \frac{\omega_{pB}}{\omega_{pe}} \right)^{2/3} = 2,2 \cdot 10^{-4} \left( \frac{Z_{\phi}}{A_B} \right)^{2/3} \left( \frac{W_{15}}{V_{10}^3} \frac{A_i}{\rho z_i} \right)^{1/3}. \quad (11)$$

Поскольку торможение пучка происходит в ограниченном объеме плазмы, раскачка ленгмюровских колебаний имеет «сносовый» характер, и максимальный инкремент  $\gamma_{\max}$  необходимо сравнивать с обратным вре-

менем торможения  $(\tau_{br})^{-1}$ . Согласно (3) и (10), имеем

$$\gamma_{\max} \tau_{br} = \left( \frac{2,6 \cdot 10^{-2}}{\Delta V_B / V_B} \right)^2 \frac{1}{A_B} \frac{A_i}{Z_i} \left( \frac{A_i}{z_i} \right)^{1/2} \frac{W_{15}}{\rho^{1/2} \ln \Lambda_B}. \quad (12)$$

Для ионов урана с разбросом скоростей  $\Delta V_B / V_B = 2 \cdot 10^{-3}$ , испытывающих торможение в 20-кратно ионизованном свинце,  $\gamma_{\max} \tau_{br} \approx 0,1 W_{15}$ , и пучковая неустойчивость не успевает развиться. Отметим, что если условие (11) нарушается и, скажем,  $\Delta V_B / V_B < 10^{-4}$ , то возбуждение ленгмюровских колебаний приобретает когерентный характер, и значения  $\gamma_{\max}$  могут на два порядка превышать полученные выше значения.

### 3. Скорость кулоновских потерь энергии

Чтобы написанное выше общее выражение (3) для кулоновских потерь на электронах среды можно было практически использовать, необходимо указать процедуру вычисления  $\Lambda_B$  и  $Z_{эф}$ . Кроме того, необходимо добавить вклад кулоновского рассеяния на ядрах среды и учесть ослабление торможения на свободных электронах при  $V_B \leq \sqrt{T/m_e}$ . В результате мы должны получить формулу для силы торможения  $F$ , применимую в диапазоне энергий  $0,1 \text{ МэВ} \leq E_B/A_B \leq 500 \text{ МэВ}$  ( $4,4 \cdot 10^8 \text{ см/с} \leq V_B \leq 2,3 \cdot 10^{10} \text{ см/с}$ ). Силу  $F$  удобно разбить на три слагаемых:

$$F = F_b + F_f + F_n, \quad (13)$$

соответствующих торможению 1) на связанных электронах атомов и атомных остатков, 2) на свободных зарядах плазмы и 3) на неэкранированных зарядах ядер.

Торможение на ядрах становится существенным лишь для тяжелых ионов при энергиях  $E_B/A_B \leq 0,5 \text{ МэВ}$ , поэтому его можно учесть с помощью достаточно простой формулы [5]

$$F_n = \frac{4\pi e^4 Z_B^2}{m_p V_B^2} \sum_i \frac{N_i Z_i^2}{A_i} \ln \left[ \frac{(E_B/Ry) A_i}{Z_B Z_i (Z_B^{2/3} + Z_i^{2/3})^{1/2} A_i + A_B} \right], \quad (14)$$

где  $N_i$  — число ядер сорта  $i$  с порядковым номером  $Z_i$  и атомным весом  $A_i$  в единице объема,  $Ry = m_e e^4 / 2\hbar^2 = 13,6 \text{ эВ}$ . Формула (14) написана в приближении  $\hbar V_B / Z_B Z_i e^2 \ll 1$ , когда кулоновское рассеяние может быть описано в рамках классической механики. Поскольку вклад  $F_n$  важен лишь при  $Z_B \gg 1$  (или  $Z_i \gg 1$ ), то классическое приближение в данном случае хорошо соответствует действительности.

Торможение на свободных зарядах описывается существенно более громоздкими выражениями. Суммируя результаты целого ряда теоретических исследований [8–11], ранее [3] была предложена следующая аппроксимационная формула:

$$F_f = \frac{4\pi e^4 Z_{эф}^2}{m_e V_B^2} \left[ N_{fe} G_e(x_e) \frac{1}{2} \ln(1 + \Lambda_{fe}^2) + A_e \sum_i \frac{N_i Z_i^2}{A_i} G_i(x_i) \frac{1}{2} \ln(1 + \Lambda_{fi}^2) \right], \quad (15)$$

$$G_{e,i}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left[ \int_0^x e^{-t^2} dt - \left( 1 + \frac{A_{e,i}}{A_B} \right) x e^{-x^2} \right], \quad (15a)$$

$$x_{e,i} = (m_p A_{e,i} V_B^2 / 2T)^{1/2}, \quad (15b)$$

$$\Lambda_{fe,fi} = \frac{2m_p V_{e,i}^{\text{эф}} \lambda_{\text{эф}}^*}{\hbar [1 + \gamma_i^2 (Z_{\text{эф}}^2 z_{e,i}^2 e^2 / \hbar V_{e,i}^{\text{эф}})^2]^{1/2}} \frac{A_{e,i} A_B}{A_{e,i} + A_B}, \quad (15\text{в})$$

$$m_p A_{e,i} (V_{e,i}^{\text{эф}})^2 = 2T \eta(x_{e,i}), \quad (15г)$$

$$\lambda_{\alpha\Phi}^* = \max \left\{ \lambda_{\alpha\Phi}, \left( \frac{3}{4\pi} \frac{Z_{\alpha\Phi}}{N_{je}} \right)^{1/3} \right\}, \quad (15д)$$

$$\lambda_{\alpha\Phi}^{-2} = \frac{4\pi N_{je} e^2}{m_e (V_e^{\alpha\Phi})^2} + \sum_i \frac{4\pi N_i z_i^2 e^2}{m_p A_i (V_i^{\alpha\Phi})^2}, \quad (15е)$$

$$\eta(x) = 0,353 + x^2 \frac{x^3 + 2,34}{x^3 + 11}, \quad (15ж)$$

где  $A_e = m_e/m_p = 1/1836$ ,  $z_e = 1$ ,  $\gamma = \exp(C) = 1,781$ . Эта формула достаточно точно (абсолютная погрешность  $\ln \lambda_{je}$  нигде не превосходит 0,1) учитывает как переход от квантовой асимптотики ( $\hbar V_e^{\alpha\Phi}/Z_{\alpha\Phi} e^2 \gg 1$ ) к классической ( $\hbar V_e^{\alpha\Phi}/Z_{\alpha\Phi} e^2 \ll 1$ ), так и от «сверхзвуковой» ( $x_e \gg 1$ ) к «дозвуковой» ( $x_e \ll 1$ ). Эффекты неидеальности учтены в приближении сильного экранирования [11]. Газ свободных электронов предполагается невырожденным. Отметим, что до сих пор не было поставлено достаточно точных экспериментов, позволяющих проверить теоретические результаты, лежащие в основе формулы (15).

Торможение на связанных электронах хорошо изучено в случае холодной среды, состоящей из нейтральных атомов. Формула для  $F_b$  достаточно проста, когда скорость  $V_b$  существенно превосходит орбитальные скорости всех атомных электронов. Она содержит лишь один эмпирический параметр  $\langle I_i \rangle$  — средний потенциал ионизации, который не зависит от  $V_b$ . Если же  $\frac{1}{2} m_e V_b^2 \lesssim \varepsilon_{nlj}$ , то необходимо вводить поправки на так

называемый эффект оболочек, т. е. учитывать зависимость  $\langle I_i \rangle$  от  $V_b$ . Значения этих поправок к настоящему времени теоретически вычислены лишь для  $K$ - и  $L$ -оболочек. Поскольку в интересующем нас диапазоне скоростей необходимо учитывать и более высокие оболочки, а также уметь находить неизвестные из эксперимента значения  $\langle I_i \rangle$  для ионов высокой кратности (например, для ионов свинца кратности  $z \sim 20-40$ ), мы использовали приближенную процедуру оценки  $\langle I_i \rangle$ , предложенную ранее в [3]:

$$F_b = \frac{4\pi e^4 Z_{\alpha\Phi}^2}{m_e V_b^2} \sum_i N_i B_i, \quad (16)$$

$$B_i = \sum_{k^* \leq k \leq k^{**}} \tilde{n}_k^{(i)} \frac{1}{2} \ln \left[ 1 + \frac{(2m_e V_b^2 / g_i \tilde{\varepsilon}_k^{(i)})^2}{1 + \gamma^2 (Z_{\alpha\Phi} e^2 / \hbar V_b)^2} \right]. \quad (16а)$$

В формуле (16а)  $k$  — номер подоболочки с квантовыми числами  $(n, l, j)$ ;  $k^{**}$  — номер самой внешней подоболочки, на которой есть хотя бы один электрон;  $k^*$  — номер самой внутренней подоболочки, для которой  $\frac{1}{2} m_e V_b^2 > \tilde{\varepsilon}_k^{(i)}$ ;  $\tilde{n}_k^{(i)}$  — число электронов на  $k$ -й подоболочке, оставшееся

там после  $z_i$ -кратной ионизации;  $\tilde{\varepsilon}_k^{(i)}$  — энергия отрыва электрона с  $k$ -й подоболочки, которую для  $z_i$ -кратного иона можно оценить согласно

$$\tilde{\varepsilon}_k^{(i)} = \varepsilon_k^{(i)} + I_i(z_i + 1) - \varepsilon_{k^*}^{(i)}, \quad (17)$$

где  $\varepsilon_k^{(i)}$  — энергия отрыва электрона у нейтрального атома, а  $I_i(z_i + 1)$  — потенциал  $(z_i + 1)$ -й ионизации;  $g_i$  — поправочный коэффициент порядка единицы, подбираемый таким образом, чтобы при  $z_i = 0$  и  $\frac{1}{2} m_e V_b^2 > \varepsilon_i^{(i)}$

выражение (16) переходило в хорошо известные формулы Бора [12] и и Бете [13] с экспериментально измеренными значениями  $\langle I_i \rangle$ .

#### 4. Сравнение с экспериментальными данными

Проводя сравнение тормозных способностей  $F$  и пробегов  $R$ , вычисленных по приведенным выше формулам, с данными экспериментов по замедлению ионов в холодном веществе, мы преследуем две цели: 1) оценить погрешность используемого нами приближенного метода учета эффекта оболочек; 2) получить формулу для вычисления эффективного заряда  $Z_{эф}$  ионов в пучке. Мы вынуждены отказаться от использования

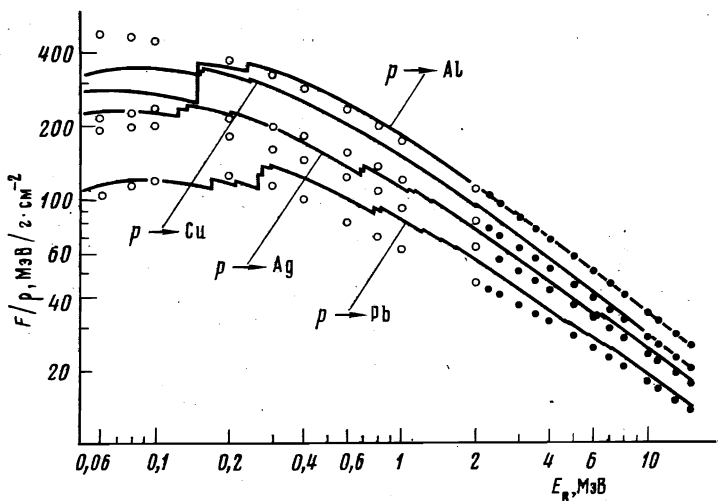


Рис. 1. Тормозные способности различных веществ для протонов в зависимости от энергии последних. Сплошные кривые — настоящие расчеты; светлые точки — интерполяция экспериментальных данных согласно [16]; темные точки — экспериментальные данные из [15]

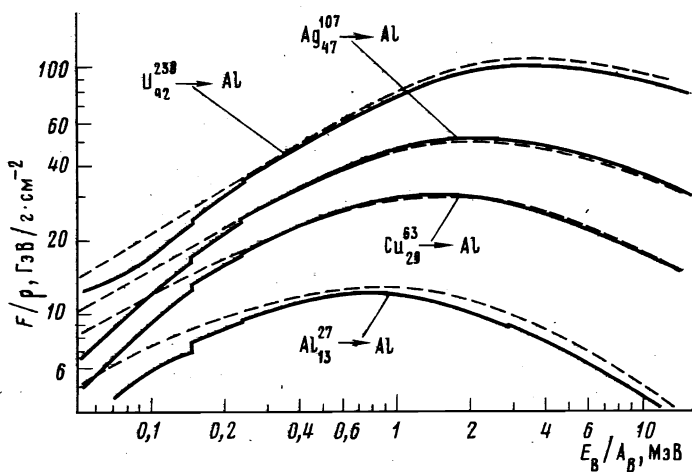


Рис. 2. Тормозные способности алюминия для различных ионов в зависимости от энергии последних. Сплошные кривые — настоящие расчеты; штриховые — данные из работы [20]

общепринятых эмпирических выражений для  $Z_{эф}$  (см., например, [14]), так как они выведены в предположении  $Z_{эф}^{def} = F(Z_B, V_B)/F(1, V_B)$ , которое не учитывает зависимость факторов  $B_i$  из (16) от  $Z_{эф}$ . В результате, поскольку на самом деле величины  $B_i$  для тяжелых ионов весьма чувствительны к значениям  $Z_{эф}$ , эффективный заряд, вычисленный по этим формулам, может сильно отличаться от реального равновесного значения заряда ионов в пучке, который нам необходим для оценки различных физических эффектов в системе плазма — пучок.

Эффект оболочек проще всего исследовать на пучках протонов, замедляющихся в средах с высокими  $Z_i$ . Поскольку для протонов отличия  $Z_{\text{эф}}$  от единицы малы и могут быть учтены с помощью общепринятых формул [14], то эффект оболочек в этом случае выступает как бы в чистом виде. Кроме того, для протонов накоплено огромное количество экспериментальных данных.

На рис. 1 рассчитанные значения (сплошные линии) тормозной способности  $F/\rho$  ряда веществ сравниваются с экспериментальными данными из [15, 16]. Скачки на графиках  $F/\rho$  отражают последовательное «выключение» внутренних подоболочек атомов среды при достижении условия  $\frac{1}{2} m_e V_B^2 = \bar{\epsilon}_k^{(i)}$ . Из рис. 1 видно, что погрешность использованной нами

процедуры учета оболочек не превышает 25–30% в средах с  $Z_i > 40$  и может достигать множителя 1,5–2 при энергиях  $E_B/A_B \leq 0,5$  МэВ в средах с  $Z_i < 40$ . Любопытно, что использованный нами приближенный метод учета эффекта оболочек, как правило, завышает тормозную способность.

В заключение отметим, что нет никаких оснований для существенных отличий точности использованной процедуры в случае нейтральных атомов и в случае ионов произвольной кратности.

Для исследования зависимости эффективного заряда  $Z_{\text{эф}}$  от скорости  $V_B$  и порядкового номера иона  $Z_B$  целесообразно рассмотреть торможение тяжелых ионов ( $Z_B \gg 1$ ) в легких веществах ( $Z_i \sim 1 \div 10$ ), где поправки на эффект оболочек малы. Однако экспериментальный материал по замедлению тяжелых ионов типа  $\text{Pb}^{207}$ ,  $\text{U}^{238}$  и т. п. пока крайне беден, а имеющиеся данные (см., например, [17–19]) в пределах экспериментальной

точности (~5–10%) совпадают с интерполяционными таблицами Нортклиффа и Шиллинга [20]. Принимая в качестве отправных опытных данных значения  $F/\rho$  из [20], мы смогли удовлетворительно описать поведение  $Z_{\text{эф}}$  с помощью следующей аппроксимационной формулы:

$$\frac{Z_{\text{эф}}}{Z_B} \approx \left\{ 1 + 0,325 Z_B^{0,77} \left( \frac{v_0}{V_B} \right) \left[ 1 + 0,25 \left( \frac{V_B}{v_0} \right) / Z_B^{0,77} \right]^{-1} \right\}^{-1}, \quad (18)$$

где  $v_0 = e^2/\hbar = 2,188 \cdot 10^8$  см/с.

Как видно из рис. 2, погрешность, вносимая формулой (18) в тормозную способность  $F/\rho$ , при  $Z_B > 20$  и  $E_B/A_B \geq 0,2$  МэВ не превышает 10%, причем эта погрешность, как правило, отрицательна и в средах с большими  $Z_i$  будет частично скомпенсирована погрешностью учета эффекта оболочек. Отметим, что при малых  $Z_B$  значения  $F/\rho$  из [20] уже могут плохо соответствовать реальным экспериментальным данным. Слабая чувствительность  $Z_{\text{эф}}$  к химическому составу среды, подтвержденная многочисленными экспериментами по замедлению ионов в холодном веществе, позволяет надеяться, что формула (18) должна хорошо описывать поведение  $Z_{\text{эф}}$  ( $Z_B$ ,  $V_B$ ) и в горячей плазме до тех пор, пока  $Z_{\text{эф}} > Z_B$ , где  $Z_B$  — равновесная степень ионизации атома ( $Z_B$ ,  $A_B$ ) замедлившегося до тепловых скоростей.

## 5. Результаты модельного расчета

Изложенный выше алгоритм позволяет прежде всего рассчитать длину пробега в холодном веществе для тех ионов, для которых нет соответствующих экспериментальных данных. Пробег в холодном веществе может служить хорошим отправным значением при оценке концентрации вложения энергии в термоядерную мишень. В таблице приведены вычисленные значения кулоновского пробега  $R$  ионов  $\text{U}^{238}$  в холодном свинце для нескольких значений энергии  $E_B$ . Типичная погрешность вычисленных пробегов не должна превосходить 10–15%.

$E_B$ , ГэВ	2	5	10	20	40	100	150
$R$ , г/см <sup>2</sup>	0,0548	0,128	0,280	0,684	1,80	6,67	11,7

Для выявления роли температурных эффектов мы рассмотрели модельный эксперимент по нагреву плоской свинцовой «стенки» (плотностью  $\rho=10$  г/см<sup>3</sup>) пучком ионов урана с энергией 10 ГэВ и мощностью  $W_B=10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup> в течение 10 нс. Расширением и охлаждением «стенки» пренебрегалось. Последнее обстоятельство означает, что полученные в

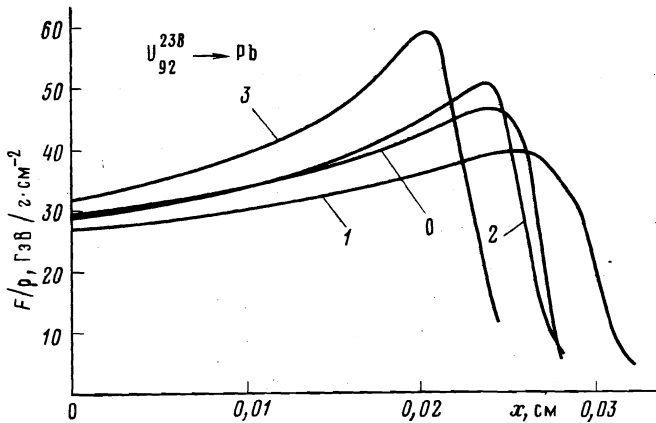


Рис. 3. Распределение тормозной способности (пропорциональной скорости выделения энергии) в свинцовой мишени ( $\rho=10$  г/см<sup>3</sup>), облучаемой пучком ионов урана с начальной энергией  $E_B=10$  ГэВ и интенсивностью  $10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>, в различные моменты времени: 0 —  $t=0$ ; 1 —  $t=1,25$  нс; 2 — 5 нс; 3 — 10 нс

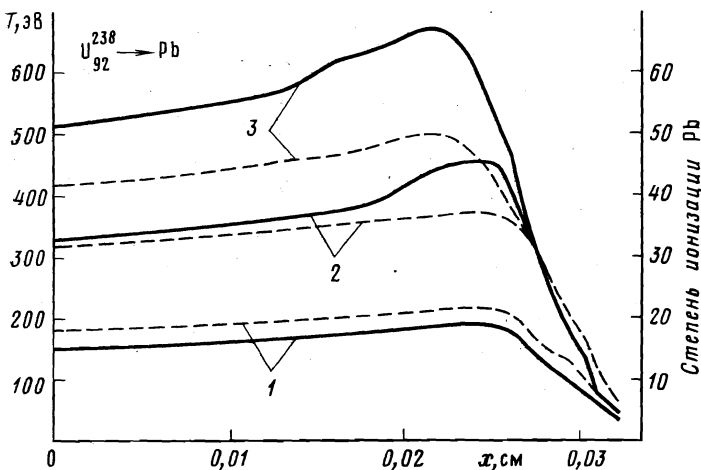


Рис. 4. Распределение температуры (сплошные кривые, левая ось ординат) и степени ионизации (штриховые линии, правая ось ординат) в свинцовой мишени в различные моменты времени: 1 —  $t=1,25$  нс; 2 — 5 нс; 3 — 10 нс

данном расчете значения температуры и степени ионизации являются на самом деле лишь верхними ограничениями. Равновесная степень ионизации свинца (время установления ионизационного равновесия  $\sim 10^{-11}$  с) оценивалась в приближении Райзера [21].

При фиксированной интенсивности пучка скорость выделения энергии в мишени пропорциональна тормозной способности вещества  $-dE_B/\rho dx = F/\rho$ . Графики распределения последней в свинцовой мишени в различные моменты времени приведены на рис. 3. Соответствующие распределения температуры  $T$  и степени ионизации  $z_i$  показаны на рис. 4. Сразу бросается в глаза, что увеличение температуры вплоть до значений  $\sim 500-700$  эВ сравнительно слабо сказывается на распределении выделяющейся энергии: длины пробегов в горячей свинцовой плазме отличаются не более чем на  $\pm 15\%$  от пробега в холодном Pb, причем нагрев до температур  $T \sim 200$  эВ сопровождается сначала увеличением пробега, после чего при дальнейшем росте  $T$  происходит ощутимое его сокращение. Качественно такое поведение объясняется сдвигом ионизационного равновесия в сторону все больших значений  $z_i$ , приводящим к соответствующим изменениям кулоновского логарифма  $\ln \Lambda_B$  в (3) (в «сверхзвуковом» режиме  $m_e V_B^2 \gg T$  значение логарифма прямо от температуры не зависит).

Поскольку произведение  $N_e \ln \Lambda_B$  можно представить как сумму по всем электронам индивидуальных значений логарифма  $\ln \Lambda$ , то изменение  $N_e \ln \Lambda_B$  в результате очередной ионизации обязано воздействию двух факторов: 1) увеличению значения  $\ln \Lambda$  у того электрона, который переходит из связанного состояния в свободное; 2) уменьшению значений  $\ln \Lambda$  как у свободных, так и у связанных электронов, не участвующих в ионизационном переходе, в результате возрастания как плазменной, так и атомных частот при ионизации. Действие первого фактора, преобладающего при  $z_i \gg 20$ , приводит к сокращению пробега, тогда как действие второго (преобладающего при  $z_i \lesssim 20$ ) — к его росту. Кроме того, некоторое сокращение пробега при высоких температурах происходит из-за того, что значение  $Z_{эф}$  не может стать меньше, чем равновесная степень ионизации урана.

Другой важной особенностью рассчитанной модели является сравнительно слабое (при  $T \lesssim 400$  эВ) возрастание  $F$  к концу пробега, известное под названием брэгговского пика. В нашем случае брэгговский пик сглажен благодаря действию двух факторов: 1) уменьшению  $Z_{эф}$  и 2) уменьшению среднего значения кулоновского логарифма, описывающего торможение на связанных электронах (16), по мере падения скорости ионов  $V_B$ . Сильное сглаживание брэгговского пика является довольно типичным для замедления тяжелых ионов в среде, состоящей из атомов с высоким порядковым номером при температурах  $T \lesssim 400$  эВ. В результате, при расчетах термоядерных мишеней, облучаемых пучками тяжелых ионов, в качестве неплохого нулевого приближения можно просто полагать, что выделение энергии на единицу массы  $F/\rho$  постоянно на всей длине свободного пробега, а последнюю оценивать исходя из данных для холодного вещества.

Авторы признательны Н. А. Бобровой, В. С. Имшеннику и М. Д. Чуразову за ряд полезных обсуждений.

#### Литература

1. Clauser M. J. Phys. Rev. Lett., 1975, 35, 848.
2. Martin R. L., Arnold R. C. Nucl. Instr. and Meth., 1978, 155, 337.
3. Баско М. М. Препринт ИТЭФ, 1980, № 61.
4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. 2-е издание. М.: Физматгиз, 1963, с. 607.
5. Бор Н. Прохождение атомных частиц через вещество. М.: ИЛ, 1950, с. 192.
6. Спиггер Л. Физика полностью ионизованного газа. М.: ИЛ, 1957, с. 97.
7. Ахизер А. И., Ахизер И. А., Половин Р. В., Ситенко А. Г., Степанов К. Н. Электродинамика плазмы. М.: Наука, 1974, с. 274.
8. Kihara T., Aono O. J. Phys. Soc. Japan, 1963, 18, 837.
9. Honda N. J. Phys. Soc. Japan, 1964, 19, 1935.
10. Hamada T. Aust. J. Phys., 1978, 31, 291.
11. Salpeter E. E. Aust. J. Phys., 1954, 7, 373.
12. Bohr N. Philos. Mag., 1913, 25, 10.

13. *Bethe H. A.* Ann. der Physik, 1930, 5, 325.
14. *Betz H. D.* Rev. Mod. Phys., 1972, 44, 465.
15. *Sorensen M., Andersen H. H.* Phys. Rev. B, 1973, 8, 1854.
16. *Andersen H. H., Ziegler J. F.* Hydrogen Stopping Power and Ranges in All Elements. N. Y., 1977.
17. *Brown M. D., Moak C. D.* Phys. Rev. B, 1972, 6, 60.
18. *Betz G., Isele H.-J., Rössle E.* Nucl. Instr. and Meth., 1975, 123, 83.
19. *Geissel H., Armbruster P., Kraft G. et al.* Nucl. Instr. and Meth., 1980, 170, 217.
20. *Northcliffe L. C., Schilling R. F.* Nucl. Data Tables A, 1970, 7, 233.
21. *Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. 2-е издание. М.: Наука, 1966, с. 174.

Институт теоретической  
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию  
13.I.1981

Исправленный вариант получен  
28.X.1981