

ВОЗНИКНОВЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ТРЕКОВЫХ ОБЛАСТЯХ ПРИ ТОРМОЖЕНИИ БЫСТРЫХ ТЯЖЕЛЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В МАТЕРИАЛАХ

Е. В. Метелкин, А. И. Рязанов***

*Российский научный центр «Курчатовский институт»
123182, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 1 июля 1999 г.

В рамках микроскопического подхода исследован процесс формирования электрического поля, образующегося при распространении быстрых тяжелых заряженных частиц в различных материалах вблизи их траекторий. Анализ основан на определении пространственно-временной функции распределения быстрых δ -электронов, возникающих при торможении тяжелых ионов в материалах, и образуемого ими электрического тока. Найдена пространственная зависимость напряженности электрического поля в различные моменты времени. На основе полученных результатов проанализирован процесс передачи энергии электрического поля в ионную подсистему. Определено пространственное распределение энергии, полученной ионной подсистемой от электрического поля за характерное время его существования. Предложен механизм, позволяющий объяснить возникновение трековых областей как за счет более высоких локальных разогревов ионной подсистемы, так и за счет возможности необратимого смещения атомов из узловых положений.

PACS: 81.40.Wx, 73.50.Bk

1. При торможении в материалах быстрых тяжелых заряженных частиц с энергиями $E \geq 1$ МэВ/нукл. их кинетическая энергия в результате непосредственного взаимодействия с атомными ядрами и электронами в основном передается в электронную подсистему и лишь небольшая часть — в ионную подсистему. Последующие процессы, связанные с электронной и ионной теплопроводностью, а также электрон-фононным взаимодействием [1], приводят к релаксации электронной и ионной температур вблизи траектории тяжелой частицы [2]. Так, в металлах за счет более высокой электронной теплопроводности энергия, переданная в электронную подсистему, за характерные времена электрон-фононного взаимодействия ($\tau_{ep} \simeq 10^{-13}$ с) успеет распространиться на достаточно большие расстояния. Дальнейший нагрев ионной подсистемы возможен за счет электрон-фононного взаимодействия и связан с перекачкой энергии из электронной в

ионную подсистему на расстояниях, существенно превышающих период решетки.

Теории образования треков посвящено множество работ [2–7]. Их можно разделить на две группы, одна из которых основана на модели тепловой T -вспышки [2–4], а другая — на модели «кулоновского взрыва» [5–7]. В модели тепловой вспышки процесс разогрева трековой области и ионной подсистемы вблизи траектории тяжелой частицы рассматривается как результат перекачки энергии от электронной подсистемы к ионной. В модели «кулоновского взрыва» рассматривается процесс электростатического расталкивания оголенных ионов за характерное время существования обедненных электронами областей $t \simeq \omega_p^{-1} \simeq 10^{-15} - 10^{-16}$ с (ω_p — плазменная частота). Однако корректный расчет эффективных электрических полей, формирующихся за эти времена, в литературе отсутствует.

Экспериментальные исследования процессов торможения быстрых тяжелых заряженных частиц различными материалами, проводившиеся в последнее время, привели к ряду новых результатов. В первую очередь эти результаты связаны с

*E-mail: e.v.metelkin@mtu-net.ru

**E-mail: ryzanov@cityline.ru

процессом образования точечных дефектов вблизи траектории тяжелой частицы: их количество существенно превосходит по величине соответствующие значения, полученные в результате расчетов, основанных на процессах упругого рассеяния тормозящихся ионов на ионной подсистеме [8, 9]. Причем подобный процесс образования первичных точечных дефектов определяется электронными тормозными потерями и существенным образом зависит от них. Другое явление — анизотропный рост аморфных сплавов под действием облучения тяжелыми ионами [10–13]. Этот процесс также существенно зависит от электронных тормозных потерь движущегося иона.

Численные результаты [3, 4], полученные в последнее время в рамках модели T -вспышки и основанные на решении системы нелинейных уравнений, описывающей изменение температур электронной и ионной подсистем с учетом электрон-фононного взаимодействия, не позволяют объяснить эти эксперименты. Температуры ионной подсистемы, полученные на их основе, оказываются сравнительно невысокими. Существующие модели «кулоновского взрыва» [5, 7] носят в основном качественный характер, и в них отсутствует корректный расчет возникающих электрических полей.

Вместе с тем известно, что вблизи траектории движущегося иона образуются быстрые δ -электроны, направления движения которых в основном перпендикулярны траектории движущегося иона [7]. Возникающий впоследствии каскад электронных столкновений изотропизируется на достаточно больших расстояниях, что приводит к появлению радиальных электрических токов и формированию радиального электрического поля. В настоящей работе в рамках кинетического подхода рассматриваются процессы образования тока электронов и формирования эффективного электрического поля вблизи траектории движущегося тяжелого иона. На основе полученных результатов предлагается модель, позволяющая оценить характерные значения энергии, получаемой ионами материала от электрического поля, и объяснить значительное увеличение температуры ионной подсистемы вблизи траектории движущегося иона.

2. Определим ток, создаваемый быстрыми δ -электронами, образующимися при взаимодействии движущегося иона с атомами мишени вблизи его траектории. Током, создаваемым вторичными электронами, будем пренебрегать ввиду малой скорости их движения. Для простоты дальнейших вычислений будем предполагать, что при взаимодействии с электронами мишени δ -электроны теряют энергию (в среднем величину $\Delta(\varepsilon)$ при

отдельном соударении), не изменяя при этом направления своего движения. В этом случае в приближении непрерывного замедления функция Грина для потока электронов имеет следующий вид (см. [14]):

$$\begin{aligned} \Phi(\varepsilon, \mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, t, \varepsilon_0, \mathbf{r}', \mathbf{\Omega}', t') &= \frac{1}{\Delta(\varepsilon)\Sigma(\varepsilon)} \times \\ &\times \delta \left(t - t' - \int_{\varepsilon}^{\varepsilon_0} \frac{d\varepsilon'}{v'\Delta(\varepsilon')\Sigma(\varepsilon')} \right) \times \\ &\times \delta \left(\mathbf{r} - \mathbf{r}' - \mathbf{\Omega}' \int_{\varepsilon}^{\varepsilon_0} \frac{d\varepsilon'}{\Delta(\varepsilon')\Sigma(\varepsilon')} \right) \delta(\mathbf{\Omega} - \mathbf{\Omega}'), \quad (1) \end{aligned}$$

где ε — кинетическая энергия электронов, v — их скорость, $\Sigma(\varepsilon)$ — сечение взаимодействия δ -электронов с электронами мишени, $\Delta(\varepsilon)$ — средний сброс энергии δ -электронов в результате отдельного соударения.

Выражение (1) описывает нестационарное пространственно-угловое и энергетическое распределение потока электронов в момент времени t в точке \mathbf{r} , первоначально родившихся в момент времени t' в точке \mathbf{r}' с энергией ε_0 и имевших направление движения $\mathbf{\Omega}'$.

Будем далее предполагать, что δ -электроны рождаются мгновенно на всем пути движущейся тяжелой заряженной частицы. Направление движения выбитых δ -электронов связано с направлением движения тяжелой заряженной частицы известным соотношением [15]:

$$\cos \theta = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_m}}, \quad (2)$$

где θ — угол между направлениями движения выбитого электрона и движущейся заряженной частицы, $\varepsilon_m = 4mE_1/M$ — максимальное значение энергии, которое может иметь выбитый δ -электрон, m — масса электрона, M и E_1 — масса и энергия тяжелой заряженной частицы.

Учитывая сказанное, для функции Грина потока электронов, мгновенно родившихся на прямой, параллельной оси z и проходящей через точку с координатами x', y' , получим

$$\begin{aligned} \Phi_1(\varepsilon, \mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, t, \varepsilon_0, \mathbf{r}') &= \frac{1}{\Delta(\varepsilon)\Sigma(\varepsilon)} \times \\ &\times \delta \left(t - \int_{\varepsilon}^{\varepsilon_0} \frac{d\varepsilon'}{v'\Delta(\varepsilon')\Sigma(\varepsilon')} \right) \frac{1}{2\pi} \delta \left(\Omega_z - \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_m}} \right) \times \\ &\times \delta \left(\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2} - \sqrt{1 - \Omega_z^2} \times \right. \\ &\left. \times \int_{\varepsilon}^{\varepsilon_0} \frac{d\varepsilon'}{\Delta(\varepsilon')\Sigma(\varepsilon')} \right) \left[2\pi \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2} \right]^{-1}. \quad (3) \end{aligned}$$

Для дальнейших расчетов перейдем к системе координат с осью z' , параллельной оси z и проходящей через точку с координатами x', y' . В этой системе координат функция Φ_1 обладает аксиальной симметрией и имеет вид

$$\begin{aligned} \Phi_1(\varepsilon, \varrho, \Omega, t, \varepsilon_0) = & \frac{1}{\Delta(\varepsilon)\Sigma(\varepsilon)} \delta\left(t - \int_{\varepsilon}^{\varepsilon_0} \frac{d\varepsilon'}{v'\Delta(\varepsilon')\Sigma(\varepsilon')}\right) \times \\ & \times \frac{1}{2\pi} \delta\left(\Omega_z - \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_m}}\right) \times \\ & \times \delta\left(\varrho - \sqrt{1 - \Omega_z^2} \int_{\varepsilon}^{\varepsilon_0} \frac{d\varepsilon'}{\Delta(\varepsilon')\Sigma(\varepsilon')}\right) \frac{1}{2\pi\varrho}, \end{aligned} \quad (4)$$

где ϱ — расстояние от оси z' до точки наблюдения (цилиндрическая геометрия).

Наличием составляющей тока δ -электронов вдоль оси z' будем пренебрегать, ввиду того что средний косинус угла между направлением движения выбитых δ -электронов и направлением движения тяжелой заряженной частицы мал. Используя (4), для радиальной составляющей тока δ -электронов получим следующее выражение:

$$\begin{aligned} j_{\varrho}^{(1)}(\varepsilon, \varrho, t, \varepsilon_0) = & e \frac{\sqrt{1 - (\varepsilon_0/\varepsilon_m)}}{\Delta(\varepsilon)\Sigma(\varepsilon)} \times \\ & \times \delta\left(t - \int_{\varepsilon}^{\varepsilon_0} \frac{d\varepsilon'}{v'\Delta(\varepsilon')\Sigma(\varepsilon')}\right) \times \\ & \times \delta\left(\varrho - \sqrt{1 - \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_m}} \int_{\varepsilon}^{\varepsilon_0} \frac{d\varepsilon'}{\Delta(\varepsilon')\Sigma(\varepsilon')}\right) \frac{1}{2\pi\varrho}. \end{aligned} \quad (5)$$

Воспользовавшись далее известными соотношениями, найдем выражение для функции Грина радиальной составляющей тока δ -электронов в исходной системе координат:

$$\begin{aligned} j_{\varrho} = & j_{\varrho}^{(1)}(x - x', y - y') \times \\ & \times \frac{(x - x')x + (y - y')y}{\sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2} \sqrt{x^2 + y^2}}, \end{aligned} \quad (6)$$

где функция $j_{\varrho}^{(1)}(x - x', y - y')$ определяется формулой (5), в которой следует положить $\varrho = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2}$.

В цилиндрической системе координат функция Грина (6) принимает следующий вид:

$$\begin{aligned} j_{\varrho}(\varrho, \varphi, \varepsilon, t, \varrho', \varphi', \varepsilon_0) = & e \frac{\sqrt{1 - (\varepsilon_0/\varepsilon_m)}}{\Delta(\varepsilon)\Sigma(\varepsilon)} \times \\ & \times \delta\left(t - \int_{\varepsilon}^{\varepsilon_0} \frac{d\varepsilon'}{v'\Delta(\varepsilon')\Sigma(\varepsilon')}\right) \times \\ & \times \frac{\delta\left(\sqrt{\varrho^2 + \varrho'^2 - 2\varrho\varrho' \cos(\varphi - \varphi')} - r(\varepsilon, \varepsilon_0)\right)}{2\pi r(\varepsilon, \varepsilon_0)} \times \\ & \times \frac{\varrho^2 - \varrho\varrho' \cos(\varphi - \varphi')}{r(\varepsilon, \varepsilon_0)\varrho}, \end{aligned} \quad (7)$$

где функция $r(\varepsilon, \varepsilon_0)$ описывается выражением

$$r(\varepsilon, \varepsilon_0) = \sqrt{1 - \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_m}} \int_{\varepsilon}^{\varepsilon_0} \frac{d\varepsilon'}{\Delta(\varepsilon')\Sigma(\varepsilon')}. \quad (8)$$

3. Распределение по энергиям числа электронов n , выбитых из атомов мишени движущимся ионом на единице длины его траектории, определяется следующим полуэмпирическим соотношением [16, 17]:

$$\frac{d^2n}{dzdz} = \sum_j \frac{4\pi N_j Z_1^{*2} e^4}{\varepsilon_m (\varepsilon + I_j)^2}, \quad (9)$$

где индекс j относится к j -ой электронной оболочке атома, N_j — плотность электронов на j -ой оболочке, I_j — соответствующая энергия ионизации, Z_1^* — эффективный заряд движущегося иона, определяемый следующим выражением:

$$Z_1^* = Z_1 \left[1 - \exp\left(-\frac{v}{v_0 Z_1^{2/3}}\right) \right]. \quad (10)$$

Здесь v_0 — боровская скорость, v — скорость иона, Z_1 — его порядковый номер.

Проинтегрировав выражение (9) по энергии в пределах от нуля до $\varepsilon_m - I_j$, получим (считая $\varepsilon_m \gg I_j$)

$$\frac{dn}{dz} = \frac{4\pi e^4}{\varepsilon_m} Z_1^{*2} Z_2 N \left\langle \frac{1}{I} \right\rangle, \quad (11)$$

где N и Z_2 — плотность атомов мишени и их порядковый номер, а величина $\langle 1/I \rangle$ определяется равенством

$$Z_2 \left\langle \frac{1}{I} \right\rangle = \sum_j \frac{N_j}{N I_j}. \quad (12)$$

Отметим, что оценки, проведенные по формуле (12) в работе [7] для железа, привели к значению $\langle 1/I \rangle = (1/8) \text{эВ}^{-1}$.

В целях упрощения дальнейших расчетов будем полагать, что количество электронов, выбитых

из атомов мишени движущимся ионом на единице длины его траектории, описывается энергетическим распределением (см. (9))

$$\frac{d^2n}{d\varepsilon dz} = \frac{4\pi Z_2 Z_1^{*2} e^4}{\varepsilon_m \varepsilon^2}, \quad (13)$$

нижняя энергетическая граница которого определяется эффективным потенциалом ионизации I :

$$I = \left(\left\langle \frac{1}{I} \right\rangle \right)^{-1}. \quad (14)$$

Очевидно, что для железа (см. выше) $I = 8$ эВ.

Использованный подход значительно упрощает дальнейшие вычисления и приводит к полному числу электронов, выбитых из атомов мишени движущимся ионом на единице длины его пути, совпадающему с выражением (11). В этом легко убедиться, проинтегрировав выражение (13) по энергии в пределах от I до ε_m .

Оценки, проведенные по формуле (11) для ионов с энергией 10 МэВ/нукл., распространяющихся в железе, привели к результату

$$\frac{dn}{dz} \simeq 3.27 \cdot 10^{-2} Z_1^{*2} [\text{\AA}^{-1}], \quad (15)$$

который показывает, что с увеличением порядкового номера движущегося иона от $Z_1 = 8$ (кислород) до $Z_1 = 92$ (уран) число выбитых электронов изменяется от 2.1\AA^{-1} до $1.1 \cdot 10^2 \text{\AA}^{-1}$. Отсюда вытекает, что область ионизации, обусловленная непосредственным взаимодействием быстрого иона с атомами мишени, должна иметь конечный поперечный размер.

Оценим характерный поперечный размер этой области. Прицельный параметр ϱ связан с энергией ε , передаваемой электрону тяжелым ионом, соотношением [15]

$$\varrho^2 = 4(Z_1^* e)^2 \frac{\varepsilon_m - \varepsilon}{\varepsilon_m^2 \varepsilon}. \quad (16)$$

Очевидно, что максимальный поперечный размер (ϱ_{max}) будет определяться минимальной переданной энергией, достаточной для ионизации ($\varepsilon_{min} \simeq I$):

$$\varrho_{max} \simeq 2Z_1^* e^2 \frac{1}{\varepsilon_m} \sqrt{\frac{\varepsilon_m}{I}}. \quad (17)$$

Оценки, проведенные по формуле (17) для ионов с энергией 10 МэВ/нукл., распространяющихся в железе, показали, что с увеличением порядкового номера движущегося иона от $Z_1 = 8$ до $Z_1 = 92$ размер ϱ_{max} возрастает от 0.62\AA до 4.5\AA .

Учитывая сказанное выше, пространственно-энергетическое распределение электронов, выбитых из атомов мишени движущимся ионом, будем описывать следующим выражением (см. (13), (16)):

$$S(\varepsilon_0, \varrho') = \frac{4\pi N Z_2 Z_1^{*2} e^4}{\varepsilon_m \varepsilon_0^2} \times \delta \left(\varrho' - 2 \frac{Z_1^* e^2}{\varepsilon_m} \sqrt{\frac{\varepsilon_m}{\varepsilon_0} - 1} \right) \frac{1}{2\pi \varrho'}. \quad (18)$$

4. Свернув функцию Грина (7) с функцией источника (18) и проинтегрировав полученное выражение по энергии, найдем пространственно-временное распределение тока, обусловленного δ -электронами, выбитыми движущейся заряженной частицей из атомов мишени:

$$J_\varrho(\varrho, t) = \int_I^{\varepsilon_m} d\varepsilon \int_\varepsilon^{\varepsilon_m} d\varepsilon_0 \int_0^{2\pi} d\varphi' \times \int_0^\infty d\varrho' \varrho' j_\varrho(\varrho, \varphi, t, \varepsilon, \varrho', \varphi', \varepsilon_0) S(\varepsilon_0, \varrho'). \quad (19)$$

Проведя в (19) интегрирование по углу φ' и координате ϱ' , найдем

$$J_\varrho(\varrho, t) = \frac{\varepsilon S_0}{\pi^2} \int_I^{\varepsilon_m} \frac{d\varepsilon_0}{\varepsilon_0^2} \int_I^{\varepsilon_0} d\varepsilon \frac{\sqrt{1 - \varepsilon_0/\varepsilon_m}}{\Delta(\varepsilon)\Sigma(\varepsilon)} \times \delta \left(t - \int_\varepsilon^{\varepsilon_0} \frac{d\varepsilon'}{v'\Delta(\varepsilon')\Sigma(\varepsilon')} \right) \frac{1}{r(\varepsilon, \varepsilon_0)} \times \frac{\varrho - [\varrho^2 + r_0^2(\varepsilon_0) - r^2(\varepsilon, \varepsilon_0)]/2\varrho}{\sqrt{r^2(\varepsilon, \varepsilon_0) - [\varrho - r_0(\varepsilon_0)]^2} \sqrt{[\varrho + r_0(\varepsilon_0)]^2 - r^2(\varepsilon, \varepsilon_0)}} \times \eta(r^2(\varepsilon, \varepsilon_0) - [\varrho - r_0(\varepsilon_0)]^2) \times \eta([\varrho + r_0(\varepsilon_0)]^2 - r^2(\varepsilon, \varepsilon_0)), \quad (20)$$

где $r(\varepsilon, \varepsilon_0)$ — описывается выражением (8); $S_0 = 4\pi N Z_2 Z_1^{*2} e^4/\varepsilon_m$; $\eta(x)$ — функция Хевисайда; $r_0(\varepsilon_0) = 2(Z_1^* e^2/\varepsilon_m) \sqrt{\varepsilon_m/\varepsilon_0 - 1}$.

5. Для определения напряженности электрического поля, образующегося при движении тяжелого иона, воспользуемся уравнением Максвелла:

$$\frac{\partial E_\varrho}{\partial t} + 4\pi (J_\varrho + \sigma E_\varrho) = 0, \quad (21)$$

где σ — проводимость материала мишени.

На временах, меньших времени релаксации, решение уравнения (21) имеет вид

$$E_\varrho(\varrho, t) = -4\pi \int_0^t dt' J_\varrho(\varrho, t'). \quad (22)$$

Подставив (20) в (22), найдем пространственно-временное распределение напряженности электрического поля:

$$E_\varrho(\varrho, t) = \frac{4e}{\pi} S_0 \int_I^{\varepsilon_m} \frac{d\varepsilon_0}{\varepsilon_0^2} \int_{\varepsilon_1(t, \varepsilon_0)}^{\varepsilon_0} d\varepsilon \frac{\sqrt{1 - \varepsilon_0/\varepsilon_m}}{\Delta(\varepsilon)\Sigma(\varepsilon)} \frac{1}{r(\varepsilon, \varepsilon_0)} \times \\ \times \frac{\varrho - [\varrho^2 + r_0^2(\varepsilon_0) - r^2(\varepsilon, \varepsilon_0)]/2\varrho}{\sqrt{r^2(\varepsilon, \varepsilon_0) - [\varrho - r_0(\varepsilon_0)]^2} \sqrt{[\varrho + r_0(\varepsilon_0)]^2 - r^2(\varepsilon, \varepsilon_0)}} \times \\ \times \eta \left(r^2(\varepsilon, \varepsilon_0) - [\varrho - r_0(\varepsilon_0)]^2 \right) \times \\ \times \eta \left([\varrho + r_0(\varepsilon_0)]^2 - r^2(\varepsilon, \varepsilon_0) \right), \quad (23)$$

где e — абсолютная величина заряда электрона, а функция $\varepsilon_1(t, \varepsilon_0)$ является решением уравнения

$$t - \int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_0} \frac{d\varepsilon'}{v' \Delta(\varepsilon') \Sigma(\varepsilon')} = 0. \quad (24)$$

Для упрощения расчетов в выражении (23) перейдем к новой переменной

$$u = r(\varepsilon, \varepsilon_0), \quad du = -\sqrt{1 - \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_m}} \frac{d\varepsilon}{\Delta(\varepsilon)\Sigma(\varepsilon)}. \quad (25)$$

В результате получим

$$E_\varrho(\varrho, t) = \frac{4e}{\pi} S_0 \int_I^{\varepsilon_m} \frac{d\varepsilon_0}{\varepsilon_0^2} \int_0^{r_1(\varepsilon_0, t)} \frac{du}{u} \times \\ \times \frac{\varrho - [\varrho^2 + r_0^2(\varepsilon_0) - u^2]/2\varrho}{\sqrt{u^2 - [\varrho - r_0(\varepsilon_0)]^2} \sqrt{[\varrho + r_0(\varepsilon_0)]^2 - u^2}} \times \\ \times \eta \left(u^2 - [\varrho - r_0(\varepsilon_0)]^2 \right) \eta \left([\varrho + r_0(\varepsilon_0)]^2 - u^2 \right), \quad (26)$$

где функция $r_1(\varepsilon_0, t)$ описывается выражением

$$r_1(\varepsilon_0, t) = \sqrt{1 - \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_m}} \int_{\varepsilon_1(t, \varepsilon_0)}^{\varepsilon_0} \frac{d\varepsilon}{\Delta(\varepsilon)\Sigma(\varepsilon)}. \quad (27)$$

6. Для проведения численных расчетов по формуле (26) необходимо определить вид функций, входящих в подынтегральные выражения в (24) и (27). Произведение функций $\Delta(\varepsilon)$ и $\Sigma(\varepsilon)$ представляет собой, очевидно, потери энергии движущимся электроном на единицу длины. В таком случае, используя дифференциальное сечение рассеяния δ -электрона на электронах материала в виде [15]

$$d\Sigma(\varepsilon' \rightarrow \varepsilon) = \frac{\pi Z_2 N e^4}{\varepsilon'} \frac{dT}{T^2} \quad (28)$$

(где T — энергия, передаваемая движущимся электроном электронам атомов мишени), найдем

$$\Delta(\varepsilon)\Sigma(\varepsilon) = \frac{\pi Z_2 N e^4}{\varepsilon} \ln \frac{\varepsilon}{I}. \quad (29)$$

Подставив (29) в (24), получим следующее уравнение для определения безразмерной функции $\tilde{\varepsilon}_1(t, \tilde{\varepsilon}_0) = \varepsilon_1/I$:

$$1 - \frac{I^2}{\pi Z_2 e^4 v_I t} \int_{\tilde{\varepsilon}_1}^{\tilde{\varepsilon}_0} \frac{dx \sqrt{x}}{\ln x} = 0 \quad (30)$$

где $\tilde{\varepsilon}_0 = \varepsilon_0/I$, $v_I = \sqrt{2I/m}$.

Аналогичным образом для функции $r_1(\varepsilon_0, t)$ найдем

$$r_1(\tilde{\varepsilon}_0, t) = \frac{I^2}{\pi Z_2 N e^4} \sqrt{1 - \frac{\tilde{\varepsilon}_0}{\tilde{\varepsilon}_m}} \int_{\tilde{\varepsilon}_1(t, \tilde{\varepsilon}_0)}^{\tilde{\varepsilon}_0} \frac{x dx}{\ln x}. \quad (31)$$

Приведа расстояние к безразмерному виду делением на величину ϱ_{max} (см. (17)), а энергию — на эффективный потенциал ионизации I , для пространственно-временного распределения напряженности электрического поля получим следующий окончательный результат:

$$E_\varrho(\tilde{\varrho}, t) = E_0 \tilde{\varrho} \int_1^{\tilde{\varepsilon}_m} \frac{d\tilde{\varepsilon}_0}{\tilde{\varepsilon}_0^2} \times \\ \times \int_0^{\tilde{r}_1^2(\tilde{\varepsilon}_0, t)} \frac{dx}{x} \frac{1 - (\tilde{\varrho}^2 + \tilde{r}_0^2 - x)/2\tilde{\varrho}^2}{\sqrt{x - (\tilde{\varrho} - \tilde{r}_0)^2} \sqrt{(\tilde{\varrho} + \tilde{r}_0)^2 - x}} \times \\ \times \eta \left(x - (\tilde{\varrho} - \tilde{r}_0)^2 \right) \eta \left((\tilde{\varrho} + \tilde{r}_0)^2 - x \right), \quad (32)$$

где $\tilde{r}_1 = r_1/\varrho_{max}$; $\tilde{r}_0 = r_0/\varrho_{max} = \sqrt{1/\tilde{\varepsilon}_0 - 1/\tilde{\varepsilon}_m}$; $E_0 = 2eN Z_2 \varrho_m$ — характерное значение напряженности электрического поля.

7. По формуле (32) проводились численные расчеты напряженности электрического поля, образующегося вблизи трека тяжелых заряженных частиц с энергией 10 МэВ/нукл., тормозящихся в железе.

На рис. 1 представлены пространственные зависимости напряженности электрического поля, образующегося при распространении ионов кислорода ($Z_1 = 8$), в моменты времени $t/t_r = 0.01, 0.05, 0.1, 1$ ($t_r = 10^{-16}$ с — характерное время релаксации). Видно, что с увеличением времени растет размер области, охватываемой электрическим полем, и его величина, которая в момент времени $t = t_r$ достигает максимального значения $\simeq 47$ В/Å.

На рис. 2 представлены пространственные зависимости напряженности электрического поля,

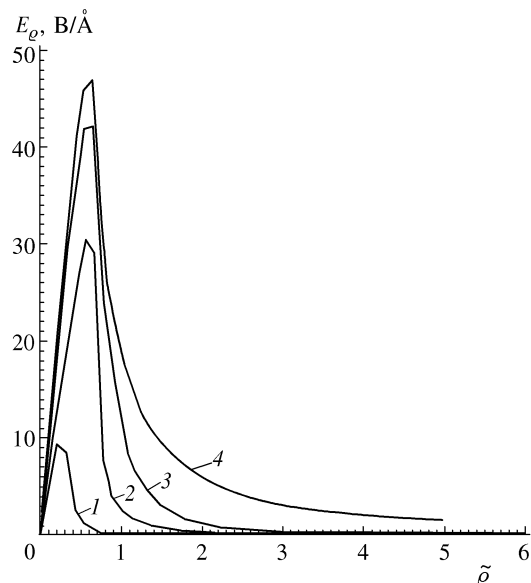


Рис. 1. Пространственные зависимости напряженности электрического поля, образующегося при распространении ионов кислорода в железе, в различные моменты времени: 1 — $t/t_r = 0.01$, 2 — $t/t_r = 0.05$, 3 — $t/t_r = 0.1$, 4 — $t/t_r = 1$

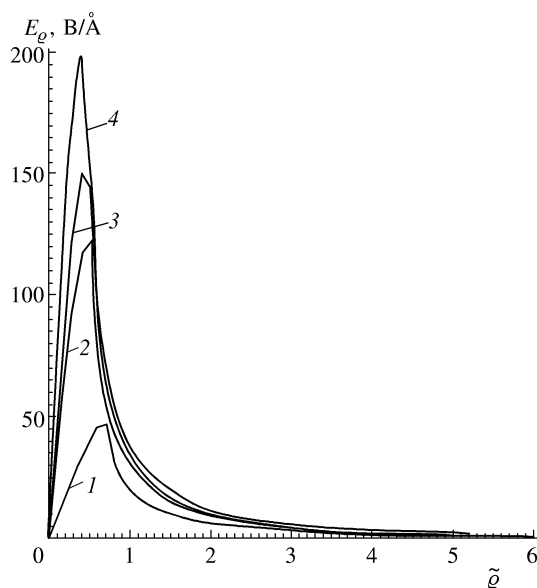


Рис. 2. Пространственные зависимости напряженности электрического поля, образующегося при распространении различных ионов в железе, в момент времени t_r : 1 — $Z_1 = 8$, 2 — $Z_1 = 36$, 3 — $Z_1 = 54$, 4 — $Z_1 = 92$

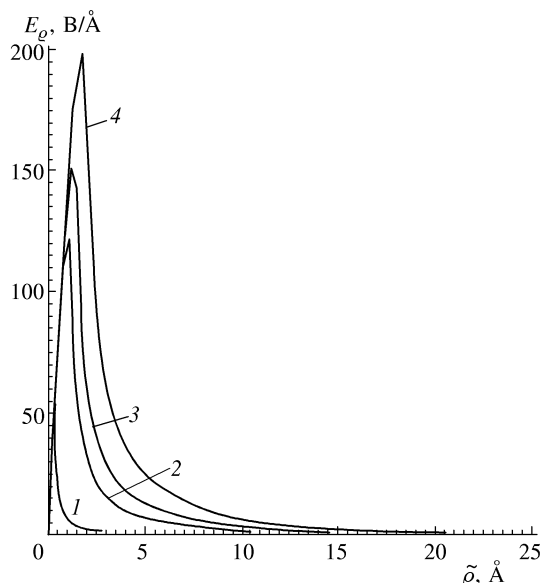


Рис. 3. Пространственные зависимости напряженности электрического поля, образующегося при распространении различных ионов в железе, в момент времени t_r : 1 — $Z_1 = 8$, 2 — $Z_1 = 36$, 3 — $Z_1 = 54$, 4 — $Z_1 = 92$

образующегося при торможении ионов кислорода ($Z_1 = 8$), криптона ($Z_1 = 36$), ксенона ($Z_1 = 54$) и урана ($Z_1 = 92$) в железе, в момент времени $t = t_r$. На рисунке видно, что с ростом порядкового номера движущегося иона величина электрического поля возрастает, достигая для ионов урана максимальной величины ≈ 198 В/Å. При этом максимальное значение электрического поля достигается в точках, не выходящих за предельный размер источника электронов q_{max} (см. (17)). На рис. 3 представлены те же зависимости от расстояния в Å. Из этого результата видно, что электрическое поле может достигать больших значений на значительных расстояниях от трека движущейся заряженной частицы.

Потери энергии тяжелой заряженной частицей на единицу длины ее траектории можно определить, воспользовавшись выражением (13)

$$\frac{dE_1}{dz} = \int_I^{\epsilon_m} d\epsilon \epsilon \frac{d^2n}{d\epsilon dz} = \frac{4\pi e^4 N Z_2 Z_1^{*2}}{\epsilon_m} \ln \frac{\epsilon_m}{I}. \quad (33)$$

Сопоставим эту величину с энергией электрического поля, образующегося к моменту времени $t = t_r$ в результате движения тяжелых заряженных частиц с энергией 10 МэВ/нукл. Энергию электрического поля W_E , приходящуюся на единицу длины траек-

Результаты расчетов по формулам (33), (34)

Величина	$Z_1 = 8$	$Z_1 = 36$	$Z_1 = 54$	$Z_1 = 92$
dE_1/dz , кэВ/Å	0.130	1.90	3.44	6.88
dW/dz , кэВ/Å	0.004	0.26	0.63	1.80
$\frac{dW/dz}{dE_1/dz}$	0.03	0.14	0.18	0.26

тории движущейся частицы, можно найти, воспользовавшись выражением (32)

$$\frac{dW_E}{dz} = W_0 \int_0^\infty d\tilde{\varrho} \tilde{\varrho} \tilde{E}_\varrho^2(\tilde{\varrho}, t = t_r), \quad (34)$$

где $W_0 = E_0^2 \varrho_m^2 / 4$, $\tilde{E}_\varrho = E_\varrho / E_0$.

Результаты расчетов, проведенных по формулам (33) и (34) для движущихся частиц с порядковыми номерами $Z_1 = 8, 36, 54$ и 92 , представлены в таблице. Эти результаты показывают, что с ростом порядкового номера движущейся частицы возрастает доля ее энергии, переходящая в энергию электрического поля (26% для ионов урана). Этот факт обусловлен тем, что энергия электрического поля увеличивается быстрее с ростом заряда движущегося иона. Так, $(dE_1/dz) \sim (Z_1^*)^2$, а $(dW_E/dz) \sim W_0 \sim (Z_1^*)^4$.

Поскольку значительная доля энергии тяжелой заряженной частицы может переходить в энергию электрического поля, приводя к образованию больших электрических полей, то это обстоятельство необходимо учитывать при определении функции распределения электронов, выбиваемых тяжелой частицей из атомов мишени, т. е. при расчетах необходимо самосогласованно учитывать влияние образующегося электрического поля на движение выбитых электронов.

Проанализируем подробнее причину образования больших электрических полей. Для этого найдем плотность электронов, выбиваемых тяжелой заряженной частицей:

$$\frac{dn}{dV} = \int_I^{\varepsilon_m} d\varepsilon_0 S(\varepsilon_0, \varrho), \quad (35)$$

где функция $S(\varepsilon_0, \varrho)$ описывается выражением (18) и представляет собой число электронов с энергией ε_0 , образуемых в единице объема в единичном интервале энергии тяжелой частицей. Подставив (18) в (35), получим

$$\frac{dn}{dV} = N Z_2 \eta(\varrho_{max} - \varrho), \quad (36)$$

где ϱ_{max} определяется формулой (17).

Из последнего результата вытекает, что тяжелая заряженная частица при своем движении фактически полностью «обдирает» атомы мишени в области $\varrho \leq \varrho_{max}$. За счет ухода выбитых электронов из этой области ядра атомов мишени «обнажаются», что приводит к образованию большого положительного заряда, а следовательно, и больших электрических полей. Если бы все выбитые электроны к моменту времени $t = t_r$ успевали покинуть область действия источника, то плотность положительного заряда в ней составила, очевидно, величину $eN Z_2$. В таком случае величина напряженности электрического поля в этой области, согласно теореме Гаусса, линейно возрастала бы,

$$E_\varrho^{(1)} = 2\pi eN Z_2 \varrho, \quad (37)$$

достигая максимального значения на ее границе:

$$E_{\varrho,max}^{(1)} = 2\pi eN Z_2 \varrho_{max}. \quad (38)$$

Оценки, проведенные по формуле (38) для различных ионов с $Z_1 = 8, 36, 54, 92$ и энергией 10 МэВ/нукл., распространяющихся в железе, привели соответственно к следующим результатам: $E_{\varrho,max}^{(1)} = 108$ В/Å, 411 В/Å, 553 В/Å и 782 В/Å. Эти оценки превосходят полученные выше при численных расчетах максимальные значения электрического поля (см. рис. 2, 3). Отмеченное различие обусловлено тем, что не все выбитые электроны к моменту времени $t = t_r$ успевают покинуть область действия источника ($\varrho \leq \varrho_{max}$).

Оценим эту ситуацию, определив плотность электрического заряда из известного соотношения:

$$\sigma = \frac{1}{4\pi} \operatorname{div} \mathbf{E}(\varrho, t = t_r). \quad (39)$$

На рис. 4 представлены зависимости от расстояния величины $Z_2^* = \sigma / eN$, рассчитанные по формулам (32), (39), для ионов с порядковыми номерами $Z_1 = 8, 36, 54, 92$ и энергией 10 МэВ/нукл. Величина Z_2^* представляет собой эффективный заряд иона

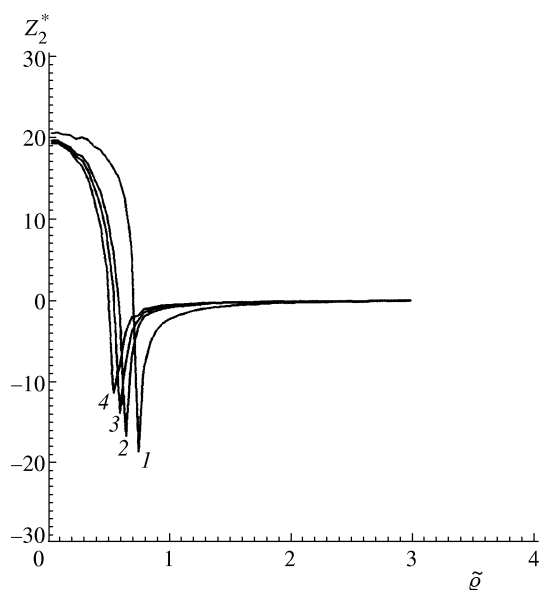


Рис. 4. Пространственные зависимости величины Z_2^* , образующейся при распространении различных ионов в железе, в момент времени t_r : 1 — $Z_1 = 8$, 2 — $Z_1 = 36$, 3 — $Z_1 = 54$, 4 — $Z_1 = 92$

(в единицах e) в узлах решетки. Если бы все электроны покинули область $\rho \leq \rho_{max}$, то в ней выполнялось бы соотношение $Z_2^* = 26$. Однако мы видим (см. рис. 4), что величина Z_2^* меньше этого значения и убывает с увеличением расстояния, изменяя знак. Отрицательные значения Z_1^* соответствуют, очевидно, избыточному числу электронов около атомов решетки, образовавшихся в результате перемещения из центральной области. Эти результаты и поясняют различия в максимальных значениях электрического поля, о которых шла речь выше.

8. Воздействие за короткий промежуток времени мощных электрических полей на положительные ионы мишени, имеющие заряд eZ_2 в области $\rho \leq \rho_{max}$, приводит к передаче им значительного импульса, а следовательно, и значительной энергии. Проведем грубую оценку этой величины.

Как видно на рис. 1, за промежуток времени от $0.1t_r$ до t_r в области $\tilde{\rho} \leq 1$ значение электрического поля изменилось очень слабо. В таком случае будем считать, что на ионы мишени в течение времени $t_r = 10^{-16}$ с воздействует электрическое поле $E_\rho(\rho, t = t_r)$. Сила, действующая со стороны электрического поля на ион решетки, равна

$$F = eZ_2 E_\rho. \tag{40}$$

В результате действия этой силы за время t_r иону решетки сообщается импульс

$$\Delta p = Ft_r = eZ_2 E_\rho t_r \tag{41}$$

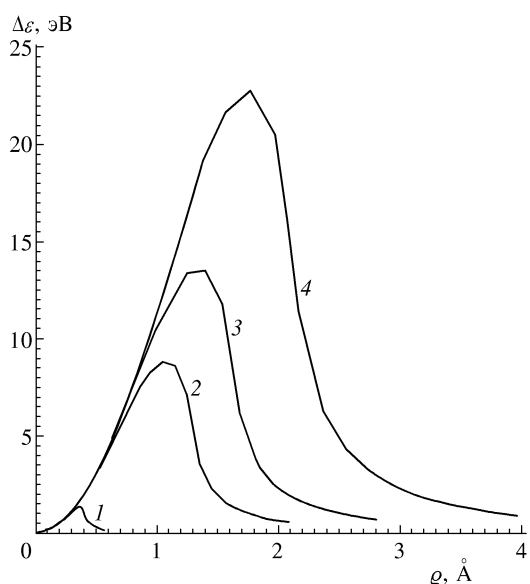


Рис. 5. Пространственное распределение энергии, полученной ионами решетки от электрического поля, при распространении различных ионов в железе: 1 — $Z_1 = 8$, 2 — $Z_1 = 36$, 3 — $Z_1 = 54$, 4 — $Z_1 = 92$

и передается энергия

$$\Delta \epsilon = \frac{(\Delta p)^2}{2M_2} = \frac{e^2 Z_2^2 t_r^2}{2M_2} E_\rho^2, \tag{42}$$

где M_2 — масса иона решетки.

На рис. 5 представлено распределение энергии, полученной ионами решетки в области $\rho \leq \rho_{max}$, построенное по формуле (42) с использованием результатов, полученных выше (см. рис. 2, 3). Расчеты проводились для тяжелых ионов ($Z_1 = 8, 36, 54, 92$) с энергией 10 МэВ/нукл., распространяющихся в железе. Из рисунка понятно, что ионы решетки получают от электрического поля значительную энергию. С увеличением порядкового номера движущегося иона (Z_1) происходит сильный рост величины переданной энергии, которая может достигать значений энергии связи атомов в узлах решетки (см. кривую для $Z_1 = 92$). Это обстоятельство приводит к сильному разогреву ионов решетки в области $\rho \leq \rho_{max}$.

9. Таким образом, распространяясь в веществе, быстрые тяжелые заряженные частицы выбивают электроны из атомов. Электрический ток, создаваемый выбитыми δ -электронами, приводит к появлению вблизи траектории тяжелой частицы нарастающего со временем электрического поля. Очевидно, что увеличение поля будет происходить на временах, меньших характерного времени релаксации t_r .

Расчеты, проведенные выше для быстрых заряженных частиц с энергией 10 МэВ/нукл., распространяющихся в железе, показали, что возникающие электрические поля могут достигать большой величины, возрастающей с ростом порядкового номера (Z_1) движущейся частицы. Так, при изменении Z_1 от 8 (кислород) до 92 (уран) максимальное значение напряженности электрического поля возрастает от 47 В/Å до 200 В/Å. При этом с увеличением Z_1 доля энергии, сосредоточенной в электрическом поле, возрастает по сравнению с потерями энергии движущейся частицей в результате электронного торможения, достигая 26% для ионов урана. Отмеченное обстоятельство указывает на необходимость самосогласованного учета влияния образующегося электрического поля на движение выбитых электронов.

Воздействие мощных электрических полей на положительные ионы мишени, даже в течение короткого промежутка времени ($t = t_r$), приводит к передаче им значительной энергии, которая может достигать величины энергии связи атомов в узлах решетки. Это приводит к более сильному разогреву ионов решетки, а также создает условия для обратимого смещения атомов из узлов решетки и образования точечных дефектов вблизи траектории движущейся частицы.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. И. Каганов, И. М. Лифшиц, Л. В. Танатаров, ЖЭТФ **31**, 232 (1956).
2. И. М. Лифшиц, М. И. Каганов, Л. В. Танатаров, Атомная энергия **6**, 391 (1959).
3. Т. Tonlemonde, С. Dufour, and Е. Paumier, Phys. Rev. B **46**, 14362 (1992).
4. К. Yasui, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B **90**, 409 (1994).
5. R. L. Fleischer, P. B. Price, and R. M. Walger, J. Appl. Phys. **36**, 3645 (1965).
6. S. Klaumunzer, Minq-dong Hou, and G. Schumacher, Phys. Rev. Lett. **57**, 850 (1986).
7. D. Leseur and A. Dunlop, Rad. Eff. Def. Sol. **126**, 163 (1993).
8. A. Dunlop and D. Lesuer, Rad. Eff. Def. Sol. **126**, 132 (1993).
9. A. Iwase and T. Iwata, Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. B **90**, 322 (1994).
10. S. Klaumunzer, Chagrin Li, and G. Schumacher, Appl. Phys. Lett. **51**, 97 (1987).
11. S. Klaumunzer et al., Rad. Eff. Def. Sol. **108**, 131 (1989).
12. А. И. Рязанов, А. Е. Volkov, and S. Klaumunzer, Phys. Rev. B **51**, 12107 (1995).
13. Н. Trinkaus and А. И. Рязанов, Phys. Rev. Lett. **74**, 5072 (1995).
14. А. И. Исаков, М. В. Казарновский, Ю. А. Медведев, Е. В. Метелкин, *Нестационарное замедление нейтронов. Основные закономерности и некоторые приложения*, Наука, Москва (1984).
15. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Механика*, Наука, Москва (1973).
16. R. H. Ritchie and C. Claussen, Nucl. Inst. Meth. **198**, 133 (1982).
17. E. J. Kobetich and R. Katz, Phys. Rev. **170**, 391 (1968).