

ВЛИЯНИЕ ПРОЦЕССОВ РЕЛАКСАЦИИ НА ОБРАЗОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ТРЕКОВЫХ ОБЛАСТЯХ МАТЕРИАЛОВ, ОБЛУЧАЕМЫХ БЫСТРЫМИ ТЯЖЕЛЫМИ ЗАРЯЖЕННЫМИ ЧАСТИЦАМИ

¹Метелкин Е.В., ²Рязанов А.И., ³Акатьев В.А.

¹ГБОУ ВО «Российский государственный социальный университет»,
Москва, e-mail: sitech47@mail.ru;

²Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»,
Москва, e-mail: Alexander.Ryazanov@cern.ch;

³ГБОУ ВО «Российский государственный социальный университет»,
Москва, e-mail: Akatiev07@mail.ru

Проведена оценка влияния процессов релаксации электрического поля, образующегося при торможении быстрых тяжелых заряженных частиц в облучаемых материалах, на последующий разогрев ионной подсистемы в трековой области. Указанное облучение приводит к образованию целого ряда эффектов, влияющих на образование дефектов в облучаемых телах. Предыдущие модели возникновения треков в материалах под действием облучения их быстрыми тяжелыми ионами, основанные на модели «Кулоновского взрыва», при описании разогрева и структурной перестройки материала в трековых областях не учитывают процесс релаксации электрического поля. Анализ полученных результатов показал, что использование модели «Кулоновского взрыва» для расчета разогрева электронной и ионной подсистем приводит к более сильному разогреву ионной подсистемы в трековой области и образованию области проплава по сравнению с аналогичными результатами, полученными в рамках различных моделей «Т-вспышки».

Ключевые слова: образование дефектов в облучаемом материале, локальное оплавление материала в области торможения быстрых тяжелых ионов, релаксация электрического поля

THE INFLUENCE OF RELAXATION PROCESSES ON THE FORMATION OF THE ELECTRIC FIELD IN THE TRACK AREAS OF MATERIALS IRRADIATED BY SWIFT HEAVY CHARGED PARTICLES

¹Metelkin E.V., ²Ryazanov A.I., ³Akatiev V.A.

¹Russian state social University, Moscow, e-mail: sitech47@mail.ru;

²National research centre «Kurchatov Institute», Moscow, e-mail: Alexander.Ryazanov@cern.ch;

³Russian state social University, Moscow, e-mail: Akatiev07@mail.ru

The influence of relaxation processes of the electric field formed by the stopping of fast heavy charged particles in irradiated materials, the subsequent heating of ion subsystem in the track region. The specified irradiation leads to the formation of a number of effects, influencing the formation of defects in irradiated solids. Previous models of the emergence tracks in materials under neutron irradiation their fast heavy ions, based on the «Coulomb explosion» in the description of the warm-up and restructuring of the material in the track areas do not take into account the process of relaxation of the electric field. Analysis of the results showed that the use of the model of the «Coulomb explosion» for the calculation of heating the electron and ion subsystems leads to a stronger heating of the ion subsystem in the track region and the formation region of poplava compared with similar results obtained in the framework of different models of «T-flash».

Keywords: defect formation in the irradiated material, local fusion of the material in the braking of fast heavy ions, the electric field relaxation

Процесс облучения материалов быстрыми тяжелыми заряженными частицами сопровождается целым рядом физических эффектов, оказывающих влияние на их радиационную стойкость. К ним, в частности, относятся: образование каскадов и субкаскадов [4, 5, 7] движущихся атомов, сопровождающееся образованием точечных дефектов (вакансий и межузельных атомов), возникновение высоких температур и структурные изменения вблизи траекторий быстрых тяжелых заряженных частиц [1, 3, 6].

Теории образования треков в материалах, облучаемых быстрыми тяжелыми заря-

женными частицами и происходящим в них процессов, посвящено множество работ. Их можно разделить на две группы [1, 3, 6], первая из которых основана на модели «Тепловой вспышки», а другая – на модели «Кулоновского взрыва».

При торможении в материале быстрых тяжелых заряженных частиц с энергиями $E > 1$ МэВ/нукл. более 90% их энергии передается в электронную подсистему за счет электронного торможения [2].

В модели «Т-вспышки» процесс разогрева трековой области и ионной подсистемы облучаемого материала вблизи траекто-

рии тяжелой частицы рассматривается как результат перекачки энергии от разогретой электронной подсистемы к ионной подсистеме материала в результате электрон-ионного взаимодействия [1, 3, 6].

В модели «Кулоновского взрыва» разогрев облучаемого материала рассматривается, как результат процесса электростатического расталкивания оголенных ионов в материале за характерное время существования обедненных электронами областей $t \approx \omega_p^{-1} \approx 10^{-15} - 10^{-16} \text{ с}$ (ω_p – плазменная частота). Наиболее важной физической величиной при использовании модели «Кулоновского взрыва» и описании физических процессов, происходящих при облучении различных материалов потоками быстрых тяжелых ионов, является пространственно-временное распределение эффективного электрического поля вблизи траекторий быстрых тяжелых заряженных частиц. Корректный расчет эффективных электрических полей, формирующихся за времена их существования, и разогрева ионной подсистемы был представлен в работе [3].

В работе [6] был проведен сравнительный анализ разогрева материалов вблизи траекторий быстрых тяжелых заряженных частиц с использованием модели «Т-вспышки» и «Кулоновского взрыва». В рамках этих моделей были оценены изменения температур электронной и ионной подсистем в трековых областях при облучении аморфного сплава ($\text{Fe}_{85}\text{B}_{15}$) и меди быстрыми тяжелыми заряженными частицами ($E > 1 \text{ МэВ/нукл}$). Анализ полученных результатов показал [6], что использование модели «Кулоновского взрыва» для расчета разогрева электронной и ионной подсистем приводит к более сильному разогреву ионной подсистемы в трековой области и образованию области проплава по сравнению с аналогичными результатами, полученными в рамках различных моделей «Т-вспышки». Здесь же были проведены расчеты образования точечных дефектов в Si в рамках использования моделей «Кулоновского взрыва» и «Т-вспышки». Сравнение результатов этих расчетов с экспериментальными данными показало [6], что модель «Кулоновского взрыва» более адекватно описывает образование треков в металлах по сравнению с «Т-вспышкой».

Однако в опубликованных ранее работах [3, 6] при использовании модели «Кулоновского взрыва» процессы релаксации электрического поля, которые приводят к уменьшению его величины, не учитывались.

Постановка задачи исследования

Для определения электрического поля необходимо решить следующее уравнение [3]:

$$\frac{\partial E_p}{\partial t} + 4\pi j_c = -4\pi J_p, \quad (1)$$

где J_p – плотность стороннего тока, а j_c – плотность тока, возникающего под действием образующегося электрического поля. Значение тока j_c определяется по формуле:

$$j_c = env \quad (2)$$

где e – заряд электрона, n – концентрация электронов, v – их скорость под действием поля, которую в свою очередь можно определить из уравнения:

$$m \frac{dv}{dt} = eE_p \quad (3)$$

m – масса электрона.

Подставив (2) в уравнение (1), получим:

$$\frac{\partial E_p}{\partial t} + 4\pi env = -4\pi J_p \quad (4)$$

Продифференцировав уравнение (4) по времени и используя (3), найдем:

$$\frac{d^2 E_p}{dt^2} + \omega_p^2 E_p = -4\pi \frac{dJ_p}{dt}, \quad (5)$$

где $\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n}{m}}$ – плазменная частота.

Проведение расчетов

Проанализируем полученные результаты для простой зависимости плотности стороннего тока, допускающей аналитические решения:

$$J_p = -j_0 \exp(-\alpha t) \quad (6)$$

где α^{-1} – характерное время существования стороннего тока.

В работе [3] пренебрегалось наличием тока, обуславливающего релаксацию электрического поля, и находилось решение уравнения

$$\frac{\partial E_p}{\partial t} = -4\pi J_p \quad (7)$$

Найдем решение уравнения (7). Для этого подставим (6) в (7) и получим:

$$\frac{\partial E_p}{\partial t} = J_0 \exp(-\alpha t) \quad (8)$$

где $J_0 = 4\pi j_0$.

Решение уравнения (8) с нулевым начальным условием определяется просто и имеет вид:

$$E_p = J_0 \frac{1}{\alpha} [1 - \exp(-\alpha t)] \quad (9)$$

При $t \rightarrow \infty$, решение (9) выходит на постоянное значение

$$E_p = J_0 \frac{1}{\alpha} \quad (10)$$

Теперь при той же зависимости (6) найдем решение уравнения (5):

$$\frac{d^2 E_p}{dt^2} + \omega_p^2 E_p = -\alpha J_0 \exp(-\alpha t) \quad (11)$$

Учитывая, что при $t = 0$

$$E_p = 0; \quad \frac{dE_p}{dt} = J_0, \quad (12)$$

решение уравнения (11) легко определить:

$$E_p = \frac{\alpha J_0}{(\alpha^2 + \omega_p^2)} \left[-\exp(-\alpha t) + \sqrt{1 + \frac{\omega_p^2}{\alpha^2}} \sin(\omega_p t + \phi) \right] \quad (13)$$

где

$$\sin(\phi) = \frac{\alpha}{\sqrt{\alpha^2 + \omega_p^2}}; \quad \cos(\phi) = \frac{\omega_p}{\sqrt{\alpha^2 + \omega_p^2}} \quad (14)$$

При $\omega_p = 0$ выражение (13) переходит в (10). При $t \rightarrow \infty$ выражение (13) принимает вид:

$$E_p = \frac{J_0}{\sqrt{\alpha^2 + \omega_p^2}} \sin(\omega_p t + \phi) \quad (15)$$

Здесь, в отличие от постоянного значения (10), решение колеблется около нулевого значения.

Для дальнейшего анализа формулу (13) приведем к безразмерной форме относительно предельного значения (10) и представим в безразмерных переменных:

$$\tilde{E} = \frac{E_p}{(J_0 / \alpha)} = \frac{1}{\left(1 + \frac{\omega_p^2}{\alpha^2}\right)} \left\{ -\exp \left[-\left(\frac{\alpha}{\omega_p} \right) \tilde{t} \right] + \sqrt{1 + \frac{\omega_p^2}{\alpha^2}} \sin(\tilde{t} + \phi) \right\} \quad (16)$$

где $\tilde{t} = \omega_p t$ – безразмерное время.

Далее, выражение (16) проиллюстрируем графически для нескольких значений

безразмерного параметра $\eta = \frac{\omega_p}{\alpha}$ ($\eta = 0,5;$

$1,2; 2,0$), то есть для случаев, когда импульс стороннего тока короче, равен или превышает по времени величину ω_p^{-1} (рис. 1). Отметим, что для каждого из указанных случаев ϕ можно определить по формулам (14).

Временем существования электрического поля можно считать время, за которое оно, возникая от нуля, существует до момента, когда оно первый раз снова обращается в нуль.

Проанализируем результаты, представленные на рис. 1. Без учета плазменных колебаний, как следует из (9) и (10), напряженность электрического поля за время по-

рядка $1/\alpha$ достигает постоянного значения, равного 1 (в безразмерных переменных).

При учете плазменных колебаний (рис. 1) значение напряженности электрического поля изменяется со временем, стремясь к нулю. При этом, чем меньше отношение характерного времени изменения электрического тока $1/\alpha$ к характерному времени плазменных колебаний ω_p^{-1} (параметр $\eta = \frac{\omega_p}{\alpha}$), тем большего значения

достигает напряженность электрического поля по отношению к стационарному значению, полученному без учета процесса релаксации (плазменных колебаний). Так из рисунков следует, что при увеличении η от 0,5 до 2, максимальное значение напряженности электрического поля составляет примерно от 70% до 30% от этой величины.

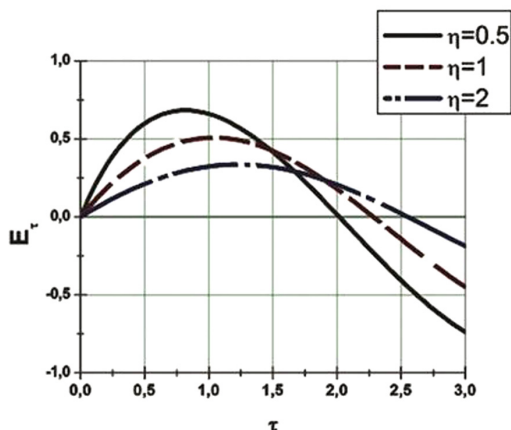


Рис. 1. Зависимость изменения безразмерной величины напряженности электрического поля в облучаемом материале от времени

Из результатов, полученных ранее [3], следует, что характерное время установления стационарного значения напряженности электрического поля будет меньше величины ω_p^{-1} (сравни кривые 3 и 4 на рис. 1 из [3]). Этот результат дает основание полагать, что учет релаксации на-

пряженности электрического поля за счет плазменных колебаний не приводит к значительному уменьшению его амплитудного значения.

Оценим влияние процесса релаксации электрического поля на энергию, переданную ионам решетки в результате «кулоновского взрыва». Импульс, переданный иону решетки за время t , будет равен интегралу [3]:

$$\Delta P = eZ_2 \int_0^t E(t') dt' \quad (17)$$

где e – заряд электрона; Z_2 – порядковый номер атомов мишени.

Подставив (9) в (17), получим значение импульса, передаваемого иону решетки, без учета процессов релаксации:

$$\Delta P_s(t) = eZ_2 \frac{J_0}{\alpha} \left[t - \frac{1}{\alpha} (1 - \exp(-\alpha t)) \right] \quad (18)$$

Подставив (13) в (17), получим значение импульса, передаваемого иону решетки облучаемого материала, с учетом процессов релаксации:

$$\Delta P_r(t) = eZ_2 \frac{J_0}{(\alpha^2 + \omega_p^2)} \left\{ - (1 - \exp(-\alpha t)) - \frac{\alpha}{\omega_p} \sqrt{1 + \frac{\omega_p^2}{\alpha^2}} [\cos(\omega_p t + \phi) - \cos(\phi)] \right\} \quad (19)$$

За время, порядка времени релаксации $\tau_r \approx 2/\omega_p$ (рис. 1) импульс, полученный ионом решетки без учета и с учетом процессов релаксации, принимает следующие значения:

$$\Delta P_s\left(\frac{2}{\omega_p}\right) = eZ_2 \frac{J_0}{\alpha \omega_p} \left[2 - \frac{\omega_p}{\alpha} \left(1 - \exp\left(-\frac{2\alpha}{\omega_p}\right) \right) \right] \quad (20)$$

$$\Delta P_r\left(\frac{2}{\omega_p}\right) = eZ_2 \frac{J_0}{(\alpha^2 + \omega_p^2)} \left[- \left(1 - \exp\left(-\frac{2\alpha}{\omega_p}\right) \right) - \frac{\alpha}{\omega_p} \sqrt{1 + \frac{\omega_p^2}{\alpha^2}} (\cos(2 + \phi) - \cos(\phi)) \right] \quad (21)$$

В таком случае отношение энергии, полученной ионом решетки с учетом процессов релаксации, к значению энергии, полученной ионом решетки без учета процессов релаксации, принимает следующий вид [3]:

$$\frac{\Delta \varepsilon_r}{\Delta \varepsilon_s} = \frac{(\Delta P_r)^2}{(\Delta P_s)^2} = \frac{\eta^2}{(1 + \eta^2)^2} \frac{\left\{ - \left[1 - \exp\left(-\frac{2}{\eta}\right) \right] - \left(\frac{1}{\eta}\right) \sqrt{1 + \eta^2} [\cos(2 + \phi) - \cos(\phi)] \right\}^2}{\left\{ 2 - \eta \left[1 - \exp\left(-\frac{2}{\eta}\right) \right] \right\}^2} \quad (22)$$

где $\eta = \frac{\omega_p}{\alpha}$, $\cos(\phi) = \frac{\eta}{\sqrt{1 + \eta^2}}$ (см. (15)).

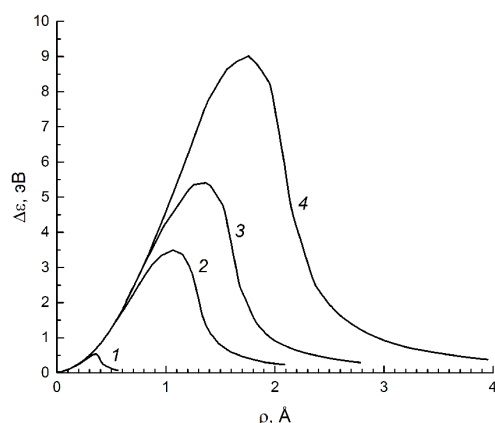


Рис. 2. Пространственное распределение кинетической энергии с учетом поправки на релаксацию, полученной ионами кристаллической решетки от электрического поля, возникающего вблизи траектории движения различных быстрых тяжелых ионов с энергией 10 МэВ/нуклон в железе: 1 – $Z_1 = 8$, 2 – $Z_1 = 36$ 3 – $Z_1 = 54$ 4 – $Z_1 = 92$

Анализ результатов расчетов

Проведем оценку влияния процессов релаксации электрического поля за счет возникающих плазменных колебаний на величину энергии, передаваемой ионам кристаллической решетки с учетом процессов релаксации. В работе [3] было показано, что после пролета тяжелой заряженной частицы в железе, в центральной области трека эффективный заряд ионов мишени будет составлять $Z_1^* \approx 20$. Это означает, что плотность положительного заряда в этой области будет равна $\approx Z_1^* N$, где $N \approx 8,42 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ – концентрация атомов железа. В таком случае плотность электронов, вытесненных из центральной области трека и участвующих в процессе релаксации, составит величину $n \approx Z_1^* N \approx 1,68 \cdot 10^{24} \text{ см}^{-3}$.

Используя это значение, для плазменной частоты получим: $\omega_p \approx 7,3 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$ или $\eta \approx 0,73$. Оценка выражения (22) для значения $\eta \approx 0,73$ дает следующий результат:

$$\frac{\Delta \epsilon_r}{\Delta \epsilon_s} \approx 0,4. \quad (23)$$

Таким образом, учет процессов релаксации приводит к тому, что величина энергии, переданной ионам кристаллической решетки от электрического поля с учетом процес-

сов релаксации за счет плазменных колебаний, уменьшается примерно в 2,5 раза.

Результаты численных расчетов пространственного распределения кинетической энергии $\Delta \epsilon$, полученной ионами кристаллической решетки от электрического поля из [3] с учетом поправки на процессы релаксации приведены на рис. 2.

Таким образом, учет процесса релаксации показал, что количество энергии, переданной ионам кристаллической решетки от электрического поля, уменьшается примерно в 2,5 раза. Тем не менее, это значение все равно остается достаточно большим и будет составлять для кинетической энергии, передаваемой ионам облучаемого материала вблизи траектории быстрых тяжелых ионов, величину примерно равную от 1 эВ до 10 эВ, в зависимости от вида быстрого тяжелого иона.

Это может приводить к существенному разогреву кристаллической решетки вблизи траектории движущегося быстрого тяжелого иона, включая образование зон локального плавления, а также может способствовать необратимому выбиванию атомов из узлов решетки с дополнительным образованием точечных радиационных дефектов [6].

Список литературы

1. Акатьев В.А., Метелкин Е.В. Пространственно-временное распределение энергии, поглощенной электронной подсистемой при торможении в веществе быстрой тяжелой заряженной частицы // Атомная энергия. – 2015. – т. 118. – № 2. – С. 105–110.
2. Лейман К. Взаимодействие излучения с твердым телом и образование элементарных дефектов. – М.: Атомиздат, 1979. – 297 с.
3. Метелкин Е.В., Рязанов А.И. Возникновение эффективного электрического поля в трековых областях при торможении быстрых тяжелых заряженных частиц в материалах // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2000. – т. 117. – вып. 2. – С. 420–428.
4. Метелкин Е.В., Рязанов А.И. Пороговая энергия образования субкаскадов // Атомная энергия. – 1997. – т. 34. – № 3. – С. 243–248.
5. Метелкин Е.В., Рязанов А.И., Семенов Е.В. Разработка новых теоретических моделей для исследования образования каскадов и субкаскадов атомных столкновений в облучаемых твердых телах // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2008. – т. 134. – вып. 3(9). – С. 469–480.
6. Рязанов А.И., Павлов С.А., Метелкин Е.В., Жемерев А.В. Влияние кулоновского взрыва на процесс образования треков в металлах при облучении тяжелыми ионами // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2005. – т. 128. – вып. 1(7). – С. 139–149.
7. Ryazanov A.I., Metelkin E.V., Semenov E.V. Modeling of cascade and sub-cascade formation at high PKA energies in irradiated fusion structural materials // Journal of Nuclear Materials. – 2009. – v. 386–388. – P. 132–134.