ЖЭТФ, 2001, том 120, вып. 2 (8), стр. 464–469

ВОЗБУЖДЕНИЕ СТОЯЧИХ ЭЛЕКТРОННЫХ ВОЛН В ТРЕКАХ БЫСТРЫХ ИОНОВ

В. Н. Перегудов *

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

Поступила в редакцию 9 апреля 2001 г.

Рассматривается специфический случай дифракции медленных электронов, который реализуется в треках быстрых ионов. Условием возбуждения стоячих волн δ-электронов является сильная экранировка кулоновского взаимодействия, при которой основное количество δ-электронов выбивается в радиальных направлениях относительно оси трека. Тогда заметное количество δ-электронов с длиной волны порядка межатомного расстояния испытывает многократное обратное рассеяние между атомными цепочками, расположенными вблизи оси трека. Получена оценка времени жизни стоячих электронных волн, основанная на дифрактометрических измерениях уменьшения атомной плотности на оси трека. Приведены также оценки подвижности атомов кристалла, величины их смещения и энергетических затрат на деформацию.

PACS: 61.14.Hg, 61.80.Az

Интенсивные исследования влияния ионного облучения на физические свойства широко используемых материалов привели к пониманию многих физических явлений, происходящих в треках быстрых ионов, таких как аномальное дефектообразование [1, 2], аморфизация сплавов [3, 4], так называемое анизотропное расширение при низких температурах и ползучесть в направлениях, нормальных к пучку ионов [5–8]. Имеется также ряд теоретических исследований, в которых были рассмотрены модели тепловой вспышки [9–12], кулоновского взрыва [13–15], мягких фононных мод [16], структурной модификации [17], локального электрического поля [18], возбуждаемого δ-электронами в треках. Широкое использование полупроводниковых кристаллов в качестве детекторов высокоэнергетических ионов стимулирует исследования их структурной деградации, которая сопровождается деградацией электрофизических свойств. Специфические особенности образования дефектов в кремнии при облучении ионами ксенона и криптона с энергиями соответственно 5.6 и 0.21 ГэВ были исследованы в [19] методом двухкристальной рентгеновской дифрактометрии. Из этих экспериментальных данных следует, что в треках ионов Kr при больших дозах облучения атомная плотность понижается приблизительно на 10%. Появление второго максимума на зависимости межплоскостного расстояния Δd от глубины авторы работы [19] приписывают ионам, попадающим в «старые» треки и имеющим длину пробега на 10% больше обычной. Более информативные экспериментальные данные могут быть получены при использовании современных методов структурной диагностики, основанных на трехкристальной рентгеновской дифрактометрии, которая дает возможность выделить диффузное рассеяние и продемонстрировать специфический характер дилатаций в треках быстрых ионов. При высоких энергиях торможение ионов на электронах становится много больше торможения на ядрах и определяет характер ряда физических процессов в треках. Большое энерговыделение в электронную подсистему приводит к возникновению интенсивных потоков δ-электронов, которые исходно имеют резко выраженную угловую анизотропию.

В данной работе рассматривается специфический характер коллективного электронного возбуждения в кристаллах при облучении быстрыми ионами. Подход основан на микроскопическом рассмотрении взаимодействия между теми атомами кристалла, которые одновременно возбуждаются быстрым налетающим ионом. Пересекая кристалличе-

*E-mail: vlad@dni.polyn.kiae.su

ские плоскости вдоль направления нормали, такой ион одновременно выбивает δ-электроны из нескольких атомов в каждой кристаллической плоскости, которые расположены в непосредственной близости от оси трека. В случае экранированного кулоновского взаимодействия с радиусом экранировки порядка боровского радиуса можно пренебречь выбиванием δ-электронов из атомов, не входящих в ближайшее окружение оси трека. Далее рассматривается простейший случай, когда ось трека проходит между двумя цепочками атомов кристалла. В этом случае количество взаимодействующих атомов, ближайших к оси трека и возбуждаемых одновременно, равно $N = 2$, и рассеивающая система предельно упрощается. Количество δ-электронов, испущенных каждым взаимодействующим атомом в единицу времени и в единицу телесного угла в направлении θ относительно оси трека, равно

$$\phi(z, \mu) = \frac{V_1}{\pi \varepsilon_m A N} \frac{dE_1}{dz} \frac{\mu}{(\mu^2 + \xi^2)^2}, \qquad (1)$$

где V_1 и dE_1/dz — соответственно скорость ионов и потери энергии ионов на возбуждение электронов; $\mu = \cos\theta$ определяет направление испускания δ-электронов относительно оси трека; $\varepsilon_m = 4mE_1/M_1$ — максимальная энергия выбиваемых δ-электронов при энергии E_1 быстрых ионов; $\xi^2 = \hbar^2/2mr_{sc}^2\varepsilon_m$; r_{sc} — радиус экранировки; m и M_1 — массы соответственно электрона и быстрого иона; N — количество взаимодействующих атомов, возбуждаемых одновременно, и A — нормировочный множитель,

$$A = \ln(1 + \xi^{-2}) - (1 + \xi^2)^{-1}.$$

Энергия δ-электронов, испускаемых под углом θ, равна $\varepsilon(\mu) = \varepsilon_m \mu^2$. Оценка тормозной способности иона Kr в кремнии дает величину $dE_1/dz \approx 8$ кэВ/нм. Из уравнения (1) следует, что в случае $\xi \ll 1$ максимальная интенсивность эмиссии δ-электронов соответствует направлениям, близким к радиальным с $\mu \approx \xi/\sqrt{3}$. Оценка интегральной по направлениям интенсивности эмиссии в соответствии с (1) дает величину

$$\phi_{int} = \frac{r_{sc} E_m f'(z/L)}{NA\xi L\hbar}. \qquad (2)$$

Здесь функция $f(z/L) = E_1(z)/E_m$ определяет уменьшение энергии быстрых налетающих ионов на глубине z вдоль оси трека, E_m и L — соответственно исходная энергия и длина пробега быстрых ионов. В случае облучения кристалла кремния ионами криптона с энергией 210 МэВ длина пробега $L \approx 30$ мкм. Считая, что $N = 2$ и радиус экранировки приблизительно равен боровскому радиусу $r_{sc} \approx a_B = \hbar^2/me^2$, можно получить $\phi_{int} \approx 1 \cdot 10^{18}$ с$^{-1}$. Среднее межплоскостное расстояние вдоль оси [111] в кремнии равно $d \approx 0.15$ нм, поэтому среднее время возбуждения атомов в отдельной кристаллической плоскости (111) равно $t_{ex} \approx d/V_1 \approx 7 \cdot 10^{-18}$ с. Это соответствует выбиванию примерно семи ($Z_* \approx 7$) δ-электронов из каждого взаимодействующего атома. Таким образом, противолежащие атомы двух рассматриваемых цепочек после прохождения быстрых ионов облучают друг друга δ-электронами. Это взаимодействие между атомными цепочками, включаемое проходящим ионом, приводит к их взаимному отталкиванию, которое происходит в течение времени жизни возбужденного состояния δ-электронов. Ниже будет оценено количество δ-электронов, которое обеспечивает такое взаимодействие между атомными цепочками.

Для этого следует рассмотреть характер рассеяния этих δ-электронов. Прежде всего отметим, что энергия этих δ-электронов равна

$$\varepsilon[\mathrm{Ry}] \approx \frac{\hbar^2}{6mr_{sc}^2} \approx \frac{1}{6}\left(\frac{a_B}{r_{sc}}\right)^2$$

и соответствует длине волны электрона $\lambda \approx 2\pi\sqrt{3} r_{sc}$. Транспортная длина пробега электронов, l_{tr}, определяемая упругими столкновениями с атомами кристалла, в случае экранированного кулоновского взаимодействия определяется выражением

$$\frac{1}{l_{tr}} = \pi n_0 \left(\frac{Z_0 e^2}{\varepsilon}\right)^2 \int_0^1 \frac{\eta^2 d\eta}{(\eta^2 + \xi^2/\mu^2)^2}, \qquad (3)$$

где n_0 — атомная плотность материала мишени и Z_0 — количество электронов в ионизованном атоме мишени. Нетрудно заметить, что величине $\xi^2/\mu^2 \approx 3$ соответствует максимум подынтегральной функции в уравнении (3) при $\eta = \sin(\gamma/2) = 1$. Это обстоятельство указывает на то, что углы рассеяния $\gamma \approx \pi$ (лобовые столкновения) дают основной вклад в упругое рассеяние и рассматриваемые δ-электроны могут сохранять энергию для последующих упругих столкновений и испытывать многократное обратное рассеяние. Это значит, что в случае приближенного равенства между транспортной длиной пробега, половиной длины волны электрона и расстоянием между атомными цепочками каждая пара взаимодействующих атомов образует стоячую электронную волну, в которой участвуют рассматриваемые δ-электроны. В то же самое время взаимодействующие атомы испытывают несколько десятков упругих столкновений, которые приводят к взаимному отталкиванию рассматриваемых атомных цепочек. Постепенное увеличение расстояния между цепочками приводит к нарушению дифракционных условий для электронов и определяет время жизни такого коллективного возбужденного состояния.

Энергетическая зависимость транспортной длины пробега электрона (3) имеет следующий вид:

$$l_{tr} = l_0 g(\varepsilon), \tag{4}$$

где

$$l_0 = \frac{(a_B/r_{sc})^4}{2\pi Z_0^2 n_0 a_B^2},$$

а g является универсальной функцией, которая зависит от параметра $\varsigma = 2mr_{sc}^2\varepsilon/\hbar^2$ следующим образом:

$$g(\varsigma) = \varsigma\left(\operatorname{arctg}\sqrt{\varsigma} - \frac{\sqrt{\varsigma}}{1+\varsigma}\right)^{-1}.$$

Она имеет минимальную величину $g_m \approx 3.42$ при $\varsigma \approx 0.68$. Для рассматриваемых δ-электронов с энергией $\varepsilon_w \approx \hbar^2/6mr_{sc}^2$ величина g близка к минимальному значению и равна $g(1/3) \approx 3.8$.

Условие возбуждения стоячих электронных волн имеет вид

$$l_{tr} \approx \frac{k\lambda}{2} = k\pi\sqrt{3}r_{sc}. \tag{5}$$

Это условие Брэгга для обратного рассеяния. Оно выполняется для $k = 1$ при следующей величине радиуса экранировки:

$$r_{sc} = a_B\left(\frac{g(1/3)}{2\pi^2\sqrt{3}Z_0^2 n_0 a_B^3}\right)^{1/5}. \tag{6}$$

В случае кристалла кремния ($n_0 = 5\cdot 10^{22}$ см$^{-3}$ и $Z_0 \approx 7$) уравнение (6) дает радиус экранировки $r_{sc} \approx 0.8a_B$. Для возбуждения стоячих электронных волн расстояние l между атомными цепочками также должно быть кратно половине длины волны δ-электрона:

$$l \approx k\lambda/2 = k\pi\sqrt{3}r_{sc}. \tag{7}$$

Уравнение (7) дает величину радиуса экранировки при $k = 1$, которая также равна $r_{sc} \approx 0.8a_B$. Совместное выполнение условий (5) и (7) дает соотношение

$$Z_0^2 n_0 a_B^3\left(\frac{l}{a_B}\right)^5 \approx 4.5\pi^3 g\left(\frac{1}{3}\right) \tag{8}$$

для параметров рассеивающей системы, состоящей из двух атомных цепочек. Этими параметрами в рассматриваемом случае являются атомная плотность n_0, расстояние l между цепочками взаимодействующих атомов и степень ионизации Z_0 этих атомов. В случае большего количества атомных цепочек, участвующих в рассеянии δ-электронов, количество параметров рассеивающей системы увеличивается. При заданных параметрах n_0 и l соотношение (8) определяет степень ионизации взаимодействующих атомов, при которой они обеспечивают обратное рассеяние δ-электронов и сохраняют их энергию:

$$Z_0 \approx 3\pi\sqrt{\frac{\pi g(1/3)}{2n_0 a_B^3}}\left(\frac{a_B}{l}\right)^{5/2}. \tag{9}$$

В случае кремния с $n_0 = 5\cdot 10^{22}$ см$^{-3}$ и $l \approx 0.23$ нм уравнение (9) дает количество электронов $Z_0 \approx 7$, остающихся во взаимодействующих атомах после ионизации быстрыми ионами и рассеивающих выбитые δ-электроны. Количество N_w δ-электронов, которое каждый взаимодействующий атом отдает на образование стоячих электронных волн, определяется отношением $\sqrt{\sigma_{bs}}/2\pi l$, где σ_{bs} — сечение обратного рассеяния. Оценки дают величину

$$\sigma_{bs} \approx \frac{9\pi}{32}Z_0^2\left(\frac{r_{sc}^2}{a_B}\right)^2,$$

что при $Z_0 \approx 7$ и $r_{sc} \approx 0.8a_B$ дает $\sqrt{\sigma_{bs}} \approx 0.2$ нм. Поэтому в диапазоне рассматриваемых длин волн и расстояний получаем для количества электронов, попадающих в состояние стоячей волны, выражение

$$N_w \approx \frac{Z_*\sqrt{\sigma_{bs}}}{2\pi l} \approx \frac{1}{8\pi^2\sqrt{2\pi}}\frac{Z_0 Z_* l}{a_B},$$

которое имеет максимум при $Z_0 \approx Z_* \approx Z/2$ (Z — атомный номер взаимодействующего атома). При $Z_0 \approx Z_* \approx 7$ и длине рассеяния $l \approx 0.23$ нм в случае кремния получаем $N_w \approx 1$. Физический смысл величины N_w — это исходная заселенность рассматриваемого состояния стоячей электронной волны.

Величины параметров l, Z_0 и n_0 рассеивающей среды, определяемые соотношением (8), обеспечивают необходимую рассеивающую способность взаимодействующих атомов для поддержания стоячей волны при $k = 1$. Состояния при $k = 2, 3, 4, \ldots$ также могут возбуждаться. Однако их заселенность значительно ниже из-за низкого количества δ-электронов с меньшей длиной волны в исходном энергетическом спектре. Состояния стоячей волны с $k \geq 2$ могут заселяться и δ-электронами с энергией ε_w с использованием атомных цепочек, расстояние между которыми равно или кратно kl.

По мере смещения взаимодействующих атомов в процессе рассеяния и рекомбинации δ-электронов параметры l и Z_0 рассеивающей среды увеличиваются и условие (8) нарушается. Это приводит к затуханию стоячих электронных волн. Таким образом, время жизни стоячих волн обусловлено двумя процессами затухания и может быть представлено в виде

$$\tau^{-1} = \tau_p^{-1} + \tau_c^{-1},$$

где τ_c и τ_p — времена жизни, обусловленные соответственно смещением взаимодействующих атомов и рекомбинацией δ-электронов. Распад квазистационарного состояния стоячей волны можно рассматривать как экспоненциальное убывание его заселенности: $N_w(t) \propto N_w \exp(-t/\tau)$. Как известно, время рекомбинации в полупроводниковых кристаллах обычно имеет величину $\tau_p > 10^{-10}$ с. Время смещения взаимодействующих атомов значительно меньше, $\tau_c \ll \tau_p$. Поэтому время жизни стоячей волны определяется смещением атомов, $\tau \approx \tau_c$, и может быть оценено из экспериментальных данных, приведенных в [19].

Чтобы получить оценку времени жизни стоячей волны, нужно рассмотреть смещение взаимодействующих атомов под действием многократных столкновений δ-электронов. Это смещение можно представить как результат диффузии тяжелого газа в легком. Скорость $V(t)$ смещения атомов можно представить в виде произведения их подвижности b на силу $F(t)$, которая определяется импульсом, передаваемым атому от δ-электронов при лобовых столкновениях за единицу времени. Если частота колебаний в стоячей волне, $\omega \approx \pi v_w/l$, не совпадает с собственной частотой ω_0 колебаний атомов кристалла, то достаточно учесть только ослабление силы, действующей на атомы, за счет снижения заселенности N_w. Тогда

$$F(t) \approx 2mv_w N_w \frac{v_w}{l} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$$

и уравнение движения взаимодействующих атомов имеет вид

$$V(t) \approx \frac{ds}{dt} \approx \frac{4b}{l} \varepsilon_w N_w \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \qquad (10)$$

где N_w — исходное количество δ-электронов (в расчете на один атом) в рассматриваемом состоянии стоячей волны и $\varepsilon_w = mv_w^2/2 \approx \pi^2\hbar^2/2ml^2$ — энергия такого электрона. Из уравнения (10) получаем временную зависимость смещения атома, $s(t) \approx u[1 - \exp(-t/\tau)]$, и полное смещение

$$u \approx \frac{4\tau b N_w \varepsilon_w}{l}. \qquad (11)$$

Пренебрегая смещением атомов вдоль оси трека, получаем, что уменьшение атомной плотности на оси трека, $\Delta n/n_0$, определяется увеличением расстояния между взаимодействующими атомными цепочками:

$$\frac{\Delta n}{n_0} \approx \frac{2u}{l} \approx \frac{4\pi^2 N_w \hbar^2 \tau^2}{Mml^4} = 4\pi^2 N_w \frac{m}{M}\left(\frac{\tau\,\mathrm{Ry}}{\hbar}\right)^2 \left(\frac{a_B}{l}\right)^4, \qquad (12)$$

где $\mathrm{Ry} = e^2/a_B \approx 27.2$ эВ. Здесь учтено, что подвижность взаимодействующих атомов $b \approx \tau/M$, где M — их масса. Из (12) следует, что время жизни стоячей волны может быть оценено по измеренному понижению атомной плотности на оси трека, $(\Delta n/n_0)_{exp}$, с помощью формулы

$$\tau \approx \frac{\hbar}{2\pi\,\mathrm{Ry}} \sqrt{\frac{M}{mN_w}\left(\frac{\Delta n}{n_0}\right)_{exp}} \left(\frac{l}{a_B}\right)^2. \qquad (13)$$

Считая, что в случае облучения кремния ионами криптона с энергией $E_m = 210$ МэВ частота стоячих волн, $\omega \approx \pi v_w/l \approx 2\cdot 10^{16}$ с$^{-1}$, много больше собственных частот ω_0 колебаний атомов в кристалле, используем формулу (13) для оценки времени жизни стоячей волны. Такая оценка при $(\Delta n/n_0)_{exp} \approx 0.1$, $M = 28M_n$, $l = 0.23$ нм и $N_w = 1$ дает время жизни $\tau \approx 5.2\cdot 10^{-15}$ с. Характерная энергия квазистационарного уровня стоячей волны равна энергии $\varepsilon_w \approx 7.5$ эВ δ-электронов в этой волне в случае кремния, а энергетическая ширина этого уровня составляет $\Delta\varepsilon_w \approx \hbar/\tau \approx 0.13$ эВ. Из (13) следует, что время жизни рассматриваемых δ-электронов с длиной волны $\lambda \approx 2l$ пропорционально квадрату длины волны. Это означает, что стоячие волны, образованные более длинноволновыми δ-электронами на более широко расставленных атомных цепочках, могут жить дольше.

Из полученной оценки времени жизни стоячей электронной волны и с учетом того, что масса взаимодействующих атомов равна $M = 28M_n \approx 4.67\cdot 10^{-23}$ г, следует оценка величины подвижности этих атомов $b \approx \tau/M \approx 1\cdot 10^8$ с/г. Рассматриваемые δ-электроны двигаются между атомами со скоростью $v_w \approx \pi\hbar/ml \approx 1.7\cdot 10^8$ см/с и проходят за время жизни стоячей волны расстояние $v_w\tau \approx 8.8$ нм.

Это значит, что при $l \approx 0.23$ нм за характерное время жизни стоячей волны атомы цепочки испытывают приблизительно по $v\tau/l \approx 40$ лобовых столкновений с δ-электронами. За это время атомы смещаются на $u \approx 0.5l\Delta n/n_0 \approx 0.01$ нм.

Средняя скорость смещения взаимодействующих атомов за время τ равна $\langle V\rangle \approx u/\tau \approx 2\cdot 10^5$ см/с и почти на два порядка превышает скорость, передаваемую атомом в одном столкновении, $V_1 = 2mv_w/M \approx 6.6\cdot 10^3$ см/с. Средняя скорость $\langle V\rangle$ имеет порядок величины начальной скорости атомов, которая, согласно (10), равна $V_0 \approx 4b\varepsilon_w N_w/l \approx 2.3\cdot 10^5$ см/с. Движение атома в силовом поле затухающей стоячей волны постепенно замедляется от скорости V_0 до нуля.

Работа стоячих электронных волн по смещению взаимодействующих атомов может быть оценена по формуле

$$A_d \approx \int_0^\infty F(t)\,V(t)\,dt \approx N_w\varepsilon_w\left(\frac{\Delta n}{n_0}\right)_{exp},$$

которая в случае кремния дает $A_d \approx 0.75$ эВ в расчете на один атом. Величина отношения $A_d/N_w\varepsilon_w \approx \approx 0.1$ означает, что стоячая волна затрачивает 10% своей энергии на деформацию кристалла в области трека. В случае облучения поверхности (111) кремния ионами криптона с энергией 210 МэВ на длине пробега $L \approx 30$ мкм в двух взаимодействующих цепочках содержится около $4\cdot 10^5$ атомов кремния, если среднее расстояние между атомами вдоль оси трека равно $d \approx 0.15$ нм. Тогда энергия деформации этих двух цепочек, примерно равная 300 кэВ, составляет примерно 0.14% от энергии налетающего иона криптона. Возбуждение нескольких стоячих волн может привести к более высоким энергетическим затратам быстрого иона на деформацию.

В правой части уравнения (10) опущены члены, описывающие вязкость и упругую силу, возвращающую смещенные атомы в исходное положение, так как рассматривается случай, когда электронное давление действует намного быстрее, чем силы упругости и трения. О необратимости смещения взаимодействующих атомов свидетельствуют эксперимент [19] и оценка величины напряжения между двумя атомами $2n_0A_d \approx 7.5\cdot 10^{22}$ эВ/см^3, которая превышает модуль сдвига $G \approx 10^{10}$ Н/м$^2 \approx 6\cdot 10^{22}$ эВ/см^3. Учет возвращающей силы $M\omega_0^2 s$ и силы трения $M\kappa\, ds/dt$ в правой части уравнения (10) может приводить атомы в исходное положение $s = 0$ только в случае, когда $\beta = (\omega_0\tau)^2/(1+\kappa\tau) \sim 1$ (κ — коэффициент вязкости). Смещение атомов в этом случае изменяется в соответствии с формулой

$$s = \frac{u\left(e^{-\beta t/\tau} - e^{-t/\tau}\right)}{1+\kappa\tau-\omega_0^2\tau^2},$$

взаимодействующий атом совершает апериодическое колебание, и предел прочности не достигается. При $\beta \ll 1$ смещение атома происходит настолько быстро, что энергия, передаваемая от δ-электронов, успевает расходоваться на деформацию, которая в результате превышает модуль сдвига и становится необратимой. В последнем случае атом уже не возвращается в исходное положение, и величина смещения в соответствии с (11) определяется формулой $u \approx 0.5l\Delta n/n_0$.

В заключение следует подчеркнуть, что стоячие электронные волны, возбуждаемые в треках быстрых ионов, могут смещать цепочки атомов. Этот механизм должен приводить к зарождению дислокаций, которые могут затем стабилизироваться или перемещаться по кристаллу. В данной статье подробно рассмотрен случай возбуждения линейно поляризованной волны между линейными цепочками атомов. В общем случае может возбуждаться суперпозиция стоячих волн, соответствующих различным расстояниям между атомными цепочками. Возбуждение полного спектра стоячих электронных волн может приводить к образованию специфических сигарообразных дилатаций с заметным понижением атомной плотности на оси трека.

Работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проекты 00-02-17693 и 01-02-16279).

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Dunlop and D. Lesueur, Rad. Eff. Def. Sol. **126**, 132 (1993).
2. A. Iwase and T. Iwata, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B **90**, 332 (1994).
3. A. Benyagoub and L. Thome, Phys. Rev. B **38**, 10205 (1988).
4. A. Audouard, E. Balanzad, S. Bouffard et al., Phys. Rev. Lett. **65**, 875 (1990).
5. S. Klaumunzer, C. Li, and G. Schumacher, Appl. Phys. Lett. **51**, 97 (1987).
6. S. Klaumunzer, C. Li, S. Loffler et al., Rad. Eff. Def. Sol. **108**, 131 (1989).

7. A. I. Ryazanov, A. E. Volkov, and S. Klaumunzer, Phys. Rev. B **51**, 12107 (1995).

8. H. Trinkaus and A. I. Ryazanov, Phys. Rev. Lett. **74**, 5072 (1995).

9. М. И. Каганов, И. М. Лифшиц, Л. В. Танатаров, ЖЭТФ **31**, 232 (1956).

10. И. М. Лифшиц, М. И. Каганов, Л. В. Танатаров, АЭ **6**, 391 (1959).

11. T. Talemonde, C. Dufour, and E. Paumier, Phys. Rev. B **46**, 14362 (1992).

12. K. Yasui, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B **90**, 409 (1994).

13. R. L. Fleischer, P. B. Price, and R. M. Walker, J. Appl. Phys. **36**, 3645 (1965).

14. S. Klaumunzer, Ming-dong Hou, and G. Schumacher, Phys. Rev. Lett. **57**, 850 (1986).

15. D. Lesueur and A. Dunlop, Rad. Eff. Def. Sol. **126**, 163 (1993).

16. A. Dunlop, P. Legrand, D. Lesueur et al., Europhys. Lett. **15**, 765 (1991).

17. A. E. Volkov and V. A. Borodin, in: *1st Int. Congr. on Radiation Phys.*; *High Current Electronics and Modification of Materials*, Vol. 1, ed. by D. Vaisburg, Polytechnic University, Tomsk (2000), p. 231.

18. Е. В. Метелкин, А. И. Рязанов, ЖЭТФ **117**, 420 (2000).

19. А. Р. Челядинский, В. С. Вариченко, А. М. Зайцев, ФТТ **40**, 1627 (1998).