

05:07

## Волна переключения плотности дефектов в кристаллах при импульсном лазерном воздействии

© Ф.Х. Мирзоев

(Поступило в Редакцию 28 мая 1997 г.)

Предложена модель зажигания волны переключения плотности дефектов в кристалле при воздействии мощных лазерных импульсов. Показано, что волна переключения возникает в результате нелинейной зависимости энергии активации процесса дефектообразования от поля деформаций, обусловленного дефектами. Обсуждаются условия реализации волны переключения, ее профиль, скорость и направление распространения.

### Введение

Известно, что при воздействии мощных лазерных импульсов на кристаллы происходит генерация точечных дефектов (ТД) (вакансий, межузлий) с плотностью, значительно превышающей равновесную. Согласно тепловой модели, образование ТД носит термофлуктуационный характер и его вероятность возрастает с ростом температуры среды (или интенсивности излучения), а также плотности дефектов ( $n$ ) [1]. Последнее связано с уменьшением высоты активационного барьера образования дефектов ( $E$ ) при возникновении упругой деформации среды, обусловленной различием ковалентных радиусов атомов матрицы и дефектов. Нелинейный характер процесса генерации дефектов в определенных условиях может привести к развитию на поверхности (или в объеме) кристалла неустойчивости с образованием различных статических пространственно-периодических структур [1,2]. В действительности же концентрационная зависимость функции источника ( $g$ ) может иметь максимум, связанный с ростом энергии активации при достаточно высоких плотностях дефектов [3]. В этом случае могут наблюдаться своеобразные явления — наличие двух устойчивых состояний равновесия и распространения волнового фронта плотности ТД (решение типа бегущий фронт) по кристаллу. При распространении такой волны локальная плотность дефектов в кристалле переключается от некоторого минимального значения ( $n_{\min}$ ) к максимальному значению ( $n_{\max}$ ).

Целью настоящей работы являются анализ критических условий возбуждения волны переключения, оценки ее профиля и скорости распространения.

### Автоволновая модель

Теоретический анализ этого эффекта можно провести на основе распределенной нелинейной системы уравнений, описывающих динамику ансамбля ТД с учетом их упругого взаимодействия. Если принять, что основными процессами, контролирующими поведение во времени плотности дефектов, являются генерация, диффузия и рекомбинация на центрах, то имеем:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = g_0 \exp[-(E + W)/kT] + D \frac{\partial^2 n}{\partial r^2} - \beta n, \quad (1)$$

$$E = E_0 - \left\langle \sum_i U(r - r_i) \right\rangle \approx E_0 - zU(\bar{r}). \quad (2)$$

Первое слагаемое в правой части уравнения (1) описывает термофлуктуационную генерацию ТД ( $g_0 = d^3 \nu N_0^2$ ,  $d$  — постоянная решетки;  $\nu$  — частота колебаний атомов порядка дебаевской:  $\nu \approx V_{\text{ph}}/d \sim 10^{14} \text{ s}^{-1}$ ;  $N_0$  — плотность узлов решетки,  $V_{\text{ph}}$  — скорость звука), второе слагаемое — их пространственную диффузию ( $D$  — коэффициент диффузии), а третье — рекомбинацию на центрах (скорость рекомбинации  $\beta = \beta_0 \exp(-W/kT)$ ,  $\beta_0 = \rho \nu d^2$ ,  $\rho$  — плотность центров рекомбинации,  $W$  — энергии активации диффузии дефекта,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура).

Уравнение (2) описывает перенормировку энергии активации  $E$  дефектов при возникновении поля упругой деформации, обусловленной самими дефектами. Здесь  $U(r - r_i)$  — потенциал поля деформаций, создаваемый  $i$ -м дефектом,  $\bar{r}$  — среднее расстояние между дефектами,  $z$  — координационное число,  $E_0$  — энергия образования дефекта в отсутствие взаимодействия. Взаимодействие между дефектами описывается через поле упругих деформаций в рамках приближения ближайших соседей.

В общем случае потенциал поля деформации вокруг дефекта в кристаллах можно представить как [4]

$$U(r) = \frac{\alpha_1 r^m}{\alpha_2 + \alpha_3 r^{p+m}}, \quad (3)$$

где показатель степени  $p = 3$  или  $6$ ,  $m = 3$  [5] ( $\alpha_{1,2,3} = \text{const}$ ).

Вдали от дефекта ( $r \rightarrow \infty$ ) выражение (3) дает асимптотику  $U(r) \rightarrow r^{-p}$ , а вблизи него ( $r \rightarrow 0$ ) в зависимости от значений констант или следует асимптотике  $U(r) \rightarrow r^m$ , или имеет сингулярность. В данной работе ограничимся рассмотрением наиболее интересного частного случая, а именно

$$U(r) = 2U_0 \frac{r/r_0^3}{1 + (r/r_0)^6}, \quad (4)$$

где  $U_0$ ,  $r_0$  — характерное значение амплитуды и радиус взаимодействия для поля деформаций.

Заметим, что хотя в [4] выражение типа (3) использовалось для моделирования упругого взаимодействия дефектов в металлах, его в равной степени можно применять также к полупроводниковым системам [6].

Подставляя (4) в (2), для энергии активации генерации дефекта получим

$$E(n) = E_0 - 2zU_0 \frac{n\Omega}{I + (n\Omega)^2}. \quad (5)$$

При выводе (5) учтено, что  $\bar{r} = n^{-1/3}$ ,  $r_0 \sim d$ ,  $\Omega \sim d^3$  — объем дефекта.

Одновременно с уменьшением энергии образования дефектов при возникновении деформации решетки происходит и уменьшение энергии миграции дефектов, что приводит к возрастанию коэффициента диффузии и, следовательно, к росту скорости рекомбинации. Если принять, что  $W = W_0 - K\Omega_m^2 n$  [ $K$  — модуль всестороннего сжатия,  $\Omega_m$  — активационный объем для миграции дефектов), для скорости деформационно-ускоренной рекомбинации имеем

$$\beta(n) = \beta \exp(K\Omega_m^2 n/kT), \quad \beta = \beta_0 \exp(-W_0/kT). \quad (6)$$

С точностью до численных значений параметров модели (1)–(6) микроскопическая природа дефектов может быть разной в кристаллах с различной структурой ближнего порядка или типом химической связи. Уравнения (1)–(6) образуют нелинейную динамическую систему, характерную для физики автоволновых процессов в неравновесных средах. Базисными решениями, наиболее часто реализующимися в экспериментах по наблюдению автоволн в таких средах, являются решения в виде бегущих фронтов возбуждения и бегущих импульсов [7]. Она во многом аналогична рассматриваемой в теории горения [8] или теории неравновесной взрывной кристаллизации в аморфных средах [9].

## Анализ устойчивости стационарных решений

В стационарно-однородном случае из (1)–(6) имеем

$$g_0 \exp\left[-\frac{E(n)}{kT}\right] = \beta_0 n. \quad (7)$$

Уравнение (7) можно решить графически. В определенном диапазоне значений параметров системы оно может иметь от одного до трех действительных корней, т.е.  $n = n_1$ ,  $n_1 < n_2 < n_3$  (рис. 1). Используя кусочно-линейную аппроксимацию функции источника  $g(n)$ , нетрудно получить

$$n_1 \approx (G/3\beta_0) \left(1 - 3\sqrt{B\beta_0/G\Omega}\right), \quad n_2 \approx G/3\beta_0, \\ n_3 \approx (G/3\beta_0) \left(1 + 3\sqrt{B\beta_0/G\Omega}\right). \quad (8)$$

Здесь  $G = g_0 \exp(-E_0/kT)$ ,  $B = 2zU_0/kT$ .

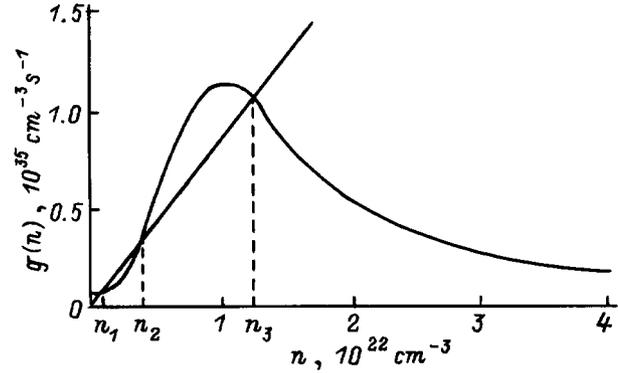


Рис. 1. Графическое решение уравнения (7).

Исследуем сначала устойчивость решений уравнения (1) по отношению к периодическому в пространстве возмущению с длиной волны  $\lambda$

$$n'(r, t) = n_q \exp(\gamma t + iqr), \quad (9)$$

где волновое число возмущений  $q = 2\pi/\lambda$ ,  $\gamma$  — инкремент неустойчивости.

Линеаризованное в окрестности стационарного решения (8) по отношению к малым неоднородным добавкам вида  $n'(r, t)$  уравнение запишется в виде

$$\frac{\partial n'}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n'}{\partial r^2} + n' \frac{\partial S}{\partial n'}(n' = n_i), \quad (10)$$

где

$$S(n) \{g'_0 \exp[Bn\Omega/(I + n^2\Omega^2)] - \beta n\} \exp(K\Omega_m^2 n/kT), \\ g'_0 = G \exp(-W_0/kT).$$

После подстановки (9) в (10) получаем следующее дисперсионное соотношение:

$$\gamma(q) = -Dq^2 + \frac{\partial S}{\partial n'}(n' = n_i). \quad (11)$$

Устойчивость решения определяется знаком производной в (11). Очевидно, что в точках  $n_1$  и  $n_3$  она отрицательна и решение является асимптотически устойчивым. В промежуточной точке ( $n_2$ )  $\partial S/\partial n'(n' = n_2) > 0$ , если

$$n > n_* = kT/6zU_0\Omega. \quad (12)$$

Интервал  $0 \leq q \leq q_0$  при этом определяет область неустойчивых значений волновых чисел, где  $q_0^2 = D^{-1}(\partial S/\partial n')(n' = n_2)$ . Таким образом, левый ( $n = n_1$ ) и правый ( $n = n_3$ ) корни на рис. 1 устойчивы, тогда как средний ( $n = n_2$ ) неустойчив.

## Оценки профиля волны дефектов и скорости ее распространения

Для анализа уединенного бегущего с постоянной скоростью  $v$  фронта перейдем в (1) к автомодельной переменной ( $\eta$ )

$$\eta = r - vt, \quad n(r, t) = n(\eta). \quad (13)$$

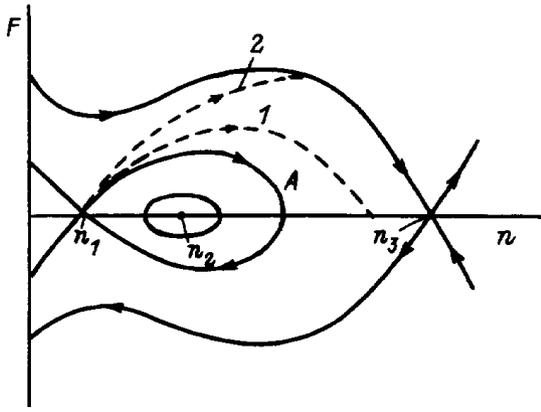


Рис. 2. Фазовый портрет волновых траекторий для системы уравнений (15).

После подстановки (13) из (1) получаем уравнение

$$-v \frac{dn}{d\eta} = D \frac{d^2n}{d\eta^2} + S(n). \quad (14)$$

Уравнение (14) с граничными условиями  $n(-\infty) = n_3$ ,  $n(\infty) = n_1$ ,  $n'_\eta(\pm\infty) = 0$  представляет собой задачу на собственные значения, спектр которой определяет величины возможных скоростей, а соответствующие им собственные функции  $n(\eta)$  — формы ВД.

Полагая  $F = dn/d\eta$ , исследование уравнения (14) проведем на фазовой плоскости  $(F, n)$ , представив сначала это уравнение в виде системы

$$D \frac{dF}{d\eta} = -vF - S(n), \quad \frac{dn}{d\eta} = F. \quad (15)$$

Количество нулей функции  $S(n)$  зависит от значения температуры. При  $T_1 < T < T_2$ , где  $T_1, T_2$  являются решениями уравнения

$$(3f^2 - 1)(kT)^2 - 3fk(3f\Delta + 2zU_0)T + 3f\Delta(fe + 2zU_0) = 0, \quad f = \beta_0/\Omega g_0\Delta = E_0 - W_0,$$

когда уравнение (7) имеет три корня, существует единственное собственное значение скорости  $v$  [7]. На рис. 2 приведен характерный вид фазовых траекторий системы уравнений (15) на плоскости  $(n, dn/d\eta)$  для случая  $v > 0$ . Можно показать, что для  $v > 0$  всегда существует решение системы уравнений (15), такое что  $n(\eta) \rightarrow n_3$ , при  $\eta \rightarrow -\infty$ ,  $n(\eta) \rightarrow n_1$  при  $\eta \rightarrow +\infty$ . Действительно, при  $v = 0$  любое решение  $n$  удовлетворяет уравнению

$$D \left( \frac{dn}{d\eta} \right)^2 + 2 \int_0^n S(\xi) d\xi = \text{const},$$

и траекторией движения является одна из кривых на рис. 2. Фазовая траектория А, описываемая уравнением

$$D \left( \frac{dn}{d\eta} \right)^2 + 2 \int_0^n S(\xi) d\xi = 0,$$

выходит из левой седловой точки  $(n_1, 0)$ , обходит вокруг точки  $(n_2, 0)$  и возвращается в точку  $(n_1, 0)$ . Она не достигает седловой точки  $(n_3, 0)$ , так как на ней  $\int_0^n S(\xi) d\xi \leq 0$ , тогда как  $\int_0^{n_1} S(\xi) d\xi > 0$ .

Особая точка  $(n_2, 0)$  (типа центр) соответствует неустойчивому решению уравнения (14). Если  $n(\xi)$  — решение, начинающееся на неустойчивом многообразии седловой точки  $(n_1, 0)$ , то из (14) получаем, что в первом квадранте

$$\frac{d}{d\eta} \left[ \frac{D}{2} \left( \frac{dn}{d\eta} \right)^2 + \int_0^n S(\xi) d\xi \right] = v \left( \frac{dn}{d\eta} \right)^2 > 0.$$

Для малых и положительных  $v$ , решение близко следует кривой А и достигает оси  $n$  (кривая 1) в точках  $n < n_3$ . Если же  $v$  велико, то решение достигает траекторию (кривая 2), задаваемой уравнением

$$\frac{D}{2} \left( \frac{dn}{d\eta} \right)^2 + \int_0^n S(\xi) d\xi = \int_0^{n_1} S(\xi) d\xi.$$

Так как неустойчивое многообразие и решение  $n$  являются непрерывными функциями  $v$ , существует  $v > 0$ , такое что  $n(\eta) \rightarrow n_1$  при  $\eta \rightarrow +\infty$ ,  $n(\eta) \rightarrow n_3$ , при  $\eta \rightarrow -\infty$ . Для этого решения производная  $dn/d\eta$  экспоненциально стремится к нулю при  $\eta \rightarrow \pm\infty$ , поскольку  $(n_1, 0)$  и  $(n_3, 0)$  есть седловые точки. Таким образом, единственное устойчивое стационарное решение уравнения (14) описывается сепаратрисой, идущей из седловой точки  $(n_3, 0)$  в седловую точку  $(n_1, 0)$ .

Задачу о распространении фронта уединенной волны для системы (15) можно свести к краевой

$$DF \frac{dF}{dn} + vF - S(n) = 0 \quad (16)$$

с граничными условиями  $F(n_1) = F(n_3) = 0$ .

В общем случае решение задачи (16) производится численными методами. Для получения результатов в явном виде аппроксимируем функцию  $S(n)$  полиномом третьей степени

$$S(n) = \theta(n - n_1)(n - n_2)(n_3 - n),$$

где  $\theta = \Omega^2 \beta_0$ .

В этом случае удается получить точное решение задачи (16). Полагая  $F = \delta(n - n_1)(n - n_3)$  в (16) и приравнявая коэффициенты при одинаковых степенях  $n$ , для скорости распространения волны имеем

$$v = (n_1 + n_3 - 2n_2) \sqrt{(\theta D/2)}, \quad \delta = \sqrt{\theta/2D}. \quad (17)$$

Далее, интегрируя  $dn/d\eta = F$ , определим профиль уединенной волны

$$n(r, t) = n_1 + \frac{n_3 - n_1}{1 + C \exp\left(\frac{r-vt}{L}\right)}. \quad (18)$$

Решение (18) соответствует волне переключения плотности ТД от минимального значения  $n_1$ , которое она имеет в исходном состоянии ( $t = 0$ ), к максимальному значению  $n_3$ . Ширина области переключения плотности дефектов

$$L = \sqrt{(2D/\theta)/(n_3 - n_1)} \approx \frac{1}{6} \sqrt{kTD/zU_0g'_0\Omega}. \quad (19)$$

Если при  $t = 0$  волна находится в начале координат, то  $C = 1$ . Для этого случая график волнового решения (18) показан на рис. 3.

При расчете скорости волны переключения можно использовать также приближенные методы, широко применяемые в теории бистабильных активных сред (для случая медленных волн переключения) [10] или в теории теплового распространения пламени (для случая быстрых волн переключения) [8]. Представим уравнение (14) в виде

$$D \frac{d^2n}{d\eta^2} = -v \frac{dn}{d\eta} - \frac{dU}{dn}, \quad U(n) = \int_0^n S(\xi) d\xi. \quad (20)$$

Решение уравнения (20) формально можно рассматривать как траекторию движения классической частицы "массы"  $D$ , движущейся со временем  $\eta$  вдоль оси  $n$  в потенциале  $U(n)$  при наличии сил трения, пропорциональных скорости частицы  $v$ , причем  $v$  играет роль динамической вязкости. Если домножить обе части уравнения (20) на производную  $dn/d\xi$  и проинтегрировать по  $\xi$  в пределах  $(-\infty, +\infty)$ , то с учетом условий  $n(\eta) \rightarrow n_3$ , при  $\eta \rightarrow -\infty$ ,  $n(\eta) \rightarrow n_1$  при  $\eta \rightarrow +\infty$  нетрудно получить [10]

$$v = \int_{n_1}^{n_3} S(n) dn \left[ \int_{-\infty}^{+\infty} \left( \frac{dn}{d\xi} \right)^2 d\xi \right]^{-1}. \quad (21)$$

Так как знаменатель формулы (21) содержит производную  $dn/d\eta$ , зависящую в свою очередь от скорости волны переключения  $v$ , ее практическое применение затруднено. Однако если скорость волны мала,

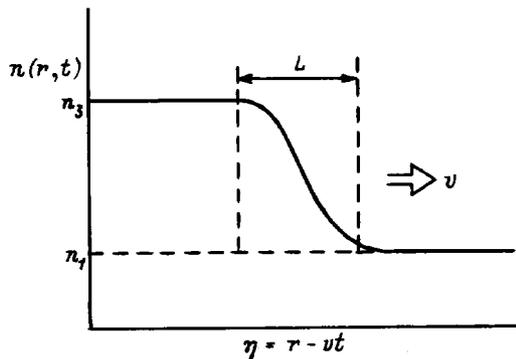


Рис. 3. Волна переключения плотности ТД.

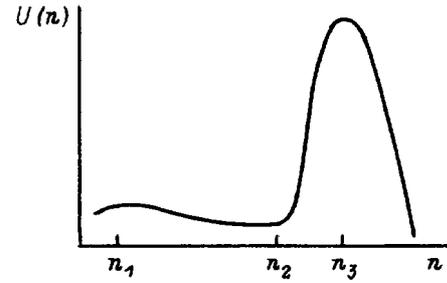


Рис. 4. Зависимость потенциала  $U$  от плотности  $n$ .

то  $n(\eta) = n_0(\eta)$ ,  $n_0(\eta)$  — профиль стоячей волны переключения, соответствующий  $R = 0$ , где

$$R = \int_{n_1}^{n_3} S(\xi) d\xi = U(n_3) - U(n_1).$$

Тогда из (21) получаем

$$v \approx R \left[ \int_{-\infty}^{+\infty} \left( \frac{dn_0}{d\xi} \right)^2 d\xi \right]^{-1}.$$

Функция  $n_0(\eta)$  находится из уравнения

$$\eta = \sqrt{\frac{D}{2}} \int_{n_1}^n [U(n_1) - U(n)]^{-1/2} dn.$$

Таким образом, скорость медленных волн переключения оказывается пропорциональной величине  $R$ .

В случае же быстрых волн переключений потенциал  $U(n)$  может иметь вид, показанный на рис. 4. Следуя работе [8], для скорости  $v$  находим

$$v \approx (2DR)^{1/2} \sqrt{\beta_0 kT\Omega / 8zU_0g'_0}.$$

## Обсуждение

Решение (18) представляет собой ступеньку с характерной шириной переходной области  $L$ , которая движется со скоростью (17) без изменения профиля. Заметим, что в точке  $n_1 + n_3 = 2n_2$  происходит смена знака скорости, что соответствует условию неподвижности фронта волны переключения. При этом в кристалле могут устойчиво и стационарно существовать зоны с высоким и низким содержанием дефектов.

Скорость волны убывает с уменьшением разности  $U(n_3) - U(n_1)$  и обращается в нуль при  $R = 0$ . Если  $R < 0$ , волна переключения движется в обратном направлении:  $n(\eta) \rightarrow n_1$ , при  $\eta \rightarrow -\infty$ ,  $n(\eta) \rightarrow n_3$  при  $\eta \rightarrow +\infty$ , т.е. при ее распространении состояние среды ( $n_3$ ) сменяется состоянием ( $n_1$ ). Если  $R > 0$ , то при прохождении волны происходит переключение из низкодефектного состояния ( $n_1$ ) в высокодефектное

состояние ( $n_3$ ), а значит, распространяющаяся по среде волна является волной генерации. Если же  $R < 0$ , то после прохождения волны среда переходит из высокодефектного состояния в низкодефектное и мы имеем волну рекомбинации. Поскольку  $R$  зависит от температуры (или интенсивности излучения), то, меняя последнюю, можно управлять волной переключения — изменять ее скорость и даже направление движения. При низких температурах волна будет волной генерации, а при высоких — волной рекомбинации.

Для раскачки волны генерации дефектов требуется превышение некоторой пороговой плотности дефектов ( $n_*$ ), определяемой формулой (12). При значениях параметров, характерных для дефектов вакансионного типа в Si  $U_0 = 0.8 \text{ eV}$ ,  $z = 5$ ,  $\Omega = 10^{-22} \text{ cm}^3$ ,  $\rho = 10^9 \text{ cm}^{-2}$ ,  $D = 1.5 \exp -0.95/kT$  [13],  $kT = 0.03 \text{ eV}$ ,  $K = 5 \cdot 10^{11} \text{ e/cm}^3$ , значение  $n_*$  составляет  $\sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . Благодаря прохождению такой волны локальная плотность дефектов в кристалле переключается от минимального значения  $n_1$  к максимальному значению  $n_3$ . Скорость распространения волны переключения, согласно (17), находится в интервале  $v = (10^{-3} - 10^{-1}) \text{ cm/s}$ . Оценка ширины области переключения плотности дефектов по формуле (19) составляет  $L = 5 \cdot 10^{-6} \text{ cm}$ . Для максимальной плотности дефектов создаваемых волной получаем оценку  $n_3 \geq N_0$ . При таких плотностях ТД в материалах с ковалентной связью в кристаллической решетке (Si, Ge, Вi и т.д.) могут достигаться значения свободной энергии кристаллов, необходимые для аморфизации в режиме твердофазных реакций. Возможно, развитие процессов аморфизации требует не только достижения критической концентрации ТД, но их дальнейшего накопления с формированием кластеров, которые могут служить зародышами аморфной фазы. Именно суммарный вклад ТД и их кластеров определяет достижение энергетического состояния кристаллов, превышающего энергию переохлажденной жидкости. Заметим, что в каждой конкретной системе имеется совокупность физических факторов, определяющих возможность и закономерности перехода от кристаллического состояния к аморфному, и фактор генерации волны переключения является одним из них. Очевидно, что для достижения аморфного состояния необходимо, чтобы локальная плотность дефектов удовлетворяла условию  $n > n_2$ . Предложенная в данной работе модель зажигания волны переключения предсказывает реально достижимые значения пороговой плотности дефектов и может представить несомненный интерес при описании первой стадии аморфизации — достижения и сохранения высокоэнергетического состояния кристаллов со значениями свободной энергии выше свободной энергии переохлажденной жидкости. Что касается второй стадии — стадии собственно зарождения и роста аморфной фазы, то анализ физической картины развивающихся на этой стадии процессов требует отдельного рассмотрения, которое необходимо провести лишь при конкретизации системы и механизмов превращения.

Распространение волнового фронта дефектов представляет собой автоволновой процесс в нелинейной активной среде. Она соответствует волне переключения между двумя устойчивыми стационарными состояниями, одно из которых (отвечающее максимальной плотности дефектов  $n_3$ ) можно отождествить с аморфной фазой. Скорость этой волны и профиль однозначно определяются собственными характеристиками среды, а также лазерного облучения. Волна переключения плотности дефектов оказывается аналогичной переключению температуры в процессе горения [8]. Такого рода автоволновые процессы обнаружены также при тепловом распространении нормальной фазы в ВТСП пленках [12], в диэлектрических при электротепловом разогреве благодаря немонотонной зависимости фактора диэлектрических потерь от температуры [13].

Автор выражает благодарность Л.А.Шелепину за обсуждение результатов работы.

## Список литературы

- [1] Мирзоев Ф.Х., Панченко В.Я., Шелепин Л.А. // УФН. 1996. Т. 166. С. 3–32.
- [2] Мирзоев Ф.Х. // Квантовая электрон. 1996. Т. 23. С. 827–831.
- [3] Мирзоев Ф.Х., Шелепин Л.А. // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22. Вып. 13. С. 28–31.
- [4] Моделирование на ЭВМ дефектов в металлах. / Под ред. Ю.А.Осипьяна. Л.: Наука, 1990. С. 188.
- [5] Masumura R.A., Sines G. // J. Appl. Phys. 1970. Т. 41. С. 3930–3935.
- [6] Torrens I.M. // Interatomic Potentials. New York, 1972. P. 247.
- [7] Васильев А.В., Романовский Ю.М., Яхно В.Г. // Автоволновые процессы. М.: Наука, 1987. С. 82.
- [8] Зельдович Я.Б., Баренблатт Г.И., Либрович В.Б., Махвиладзе Г.М. Математическая теория горения и взрыва. М.: Наука, 1980. 478 с.
- [9] Шкловский В.А., Кузьменко В.М. // УФН. 1989. Т. 157. С. 311–338.
- [10] Кернер Б.С., Осипов В.В. Автосолитоны. М.: Наука, 1989.
- [11] Болтакс Б.И. Диффузия и точечные дефекты в полупроводниках. Л., 1972.
- [12] Альтов В.А., Львовский Ю.М., Сычев В.В. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. С. 34–37.
- [13] Бондаренко П.Н., Емельянов О.А., Койков С.Н. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. С. 45–47.