

## Радиационно-стимулированная диффузия в твердых телах

© В.А. Степанов

Государственный научный центр "Физико-энергетический институт",  
249020 Обнинск, Россия

(Поступило в Редакцию 27 мая 1997 г.)

При радиационных воздействиях на твердые тела возникает состояние микроскопической неравновесности, связанное с отклонением функции распределения атомов по энергии колебаний от термодинамически равновесной. Получены выражения для неравновесной функции распределения и частот активационных переходов атомов из потенциальной ямы. Показано, что радиационное стимулирование диффузионных процессов связано с отклонением температурных зависимостей для частот переходов атомов из положений равновесия от аррениусовского закона. В условиях допороговых радиационных воздействий скорость диффузионных процессов больше для атомов, термализация колебаний которых происходит на больших временах, и линейно зависит от интенсивности облучения. В условиях запороговых радиационных воздействий сравнение расчетных и экспериментальных температурных зависимостей коэффициента диффузии позволяет определять характеристики каскадных областей в твердых телах — размеры и энергию возбуждения колебаний атомов.

### Введение

При радиационных воздействиях кинетика различных активационных процессов в твердых телах может значительно отличаться от кинетики таких процессов в отсутствие облучений. Экспериментально такие отличия наиболее ярко проявляются в ускорении диффузии (радиационно-стимулированной диффузии), которое связано с увеличением коэффициента диффузии собственных и примесных атомов в металлах, полупроводниках и широкозонных диэлектриках в  $10^2$ – $10^{10}$  раз.

Для объяснения этого явления привлекают различные механизмы, которые, однако, не могут быть применены ко всем случаям радиационного стимулирования диффузии. В качестве примеров можно привести механизм ускорения диффузии в результате "радиационной тряски" твердых тел при релаксации образующихся метастабильных состояний [1] или краудсионный механизм ускорения диффузии за счет смещения целых групп атомов [2]. Такие представления привлекаются для объяснения радиационных явлений в металлах при запороговых радиационных воздействиях. Процессы образования дефектов в диэлектриках в результате распада электронных возбуждений рассматриваются в [3,4]. Механизм рекомбинационно-стимулированной диффузии за счет электронной перезарядки примесей в полупроводниках при допороговых радиационных воздействиях предложен в [5].

По-видимому, наиболее общим с точки зрения различных типов радиационного воздействия и материалов может быть подход, основанный на рассмотрении влияния колебательных возбуждений атомов на статистические процессы в твердых телах. Действительно, исключая вклад радиации в образование дефектов по ударному механизму и образование долгоживущих электронных возбуждений, большая часть энергии непосредственно или в результате столкновительной и электронной релаксаций на временах  $10^{-15}$ – $10^{-16}$  s переходит в энер-

гию колебаний атомов. Можно говорить о состоянии микроскопической неравновесности, характеризуя его отклонением функции распределения атомов по энергии колебаний от термодинамически равновесной. Времена термализации колебаний атомов (более  $10^{-12}$  s) значительно превышают характерные времена протекания других микроскопических динамических радиационных явлений в твердых телах, поэтому необходимость учета влияния микроскопической неравновесности на диффузионные процессы кажется очевидной.

### Неравновесная функция распределения

Пусть подсистема частиц, характеризующаяся функцией распределения по энергии  $f(E)$ , взаимодействует с радиационным потоком  $I$  так, что передача энергии частицам в подсистеме в интервале энергий  $(\varepsilon, \varepsilon + d\varepsilon)$  определяется дифференциальным сечением  $d\sigma = \kappa(\varepsilon)d\varepsilon$ . При выводе кинетического уравнения для функции распределения  $f(E)$  используем подход [6,7]. Изменение функции распределения в результате взаимодействия с потоком  $I$  представим в виде

$$\int_0^{\infty} i\kappa(\varepsilon) \left[ \exp\left(\frac{-\varepsilon d}{dE}\right) f(E) - f(E) \right] d\varepsilon. \quad (1)$$

Здесь  $\exp\left(\frac{-\varepsilon d}{dE}\right)$  — оператор сдвига

$$\exp\left(\frac{-\varepsilon d}{dE}\right) f(E) = f(E - \varepsilon)U(E - \varepsilon), \quad (2)$$

где

$$U(x) = \begin{cases} 0, & x < 0, \\ 1, & x > 0. \end{cases}$$

Пусть возбужденные частицы релаксируют со временем термализации  $\tau$ . Используем  $\tau$ -приближение, согласно которому время релаксации не зависит от

уровня возбуждения частиц. Уравнение для функции распределения имеет вид

$$\frac{\partial f(E)}{\partial t} = -\frac{1}{\tau}(f(E) - f_0(E)) + I \int_0^{\infty} \kappa(\varepsilon) \times \left[ \exp\left(\frac{-\varepsilon d}{dE}\right) f(E) - f(E) \right] d\varepsilon, \quad (3)$$

$f_0(E)$  — равновесная функция распределения.

В стационарном режиме для неравновесной функции распределения получаем выражение

$$f(E) = \frac{1 - \alpha}{1 - \alpha/\sigma \int \kappa(\varepsilon) \exp\left(\frac{-\varepsilon d}{dE}\right) d\varepsilon} f_0(E), \quad (4)$$

где  $\sigma = \int \kappa(\varepsilon) d\varepsilon$  — полное сечение взаимодействия,  $\alpha = \tau\sigma I / (1 + \tau\sigma I)$ .

Раскладывая выражение (4) в ряд, получаем

$$f(E) = (1 - \alpha) \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{\alpha}{\sigma}\right)^n \times \left[ \int \kappa(\varepsilon) \exp\left(\frac{-\varepsilon d}{dE}\right) d\varepsilon \right]^n f_0(E) \quad (5)$$

или

$$f(E) = (1 - \alpha) \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{\alpha}{\sigma}\right)^n \times \int \kappa(\varepsilon_1) \dots \kappa(\varepsilon_n) U(E - \varepsilon_1 - \dots - \varepsilon_n) \times f_0(E - \varepsilon_1 - \dots - \varepsilon_n) d\varepsilon_1 \dots d\varepsilon_n. \quad (6)$$

## Вероятность перехода через энергетический барьер

Пусть частица, энергия которой характеризуется функцией распределения  $f(E)$ , движется в потенциальной яме, профиль которой не изменяется при движении частицы. За период колебаний частица выйдет из потенциальной ямы в том случае, если ее энергия превышает энергетический барьер  $W$ . Поэтому частоту переходов в единицу времени оценим как

$$\omega = \nu \int_W^{\infty} f(E) dE, \quad (7)$$

где  $\nu$  — частота колебаний частицы в потенциальной яме.

В равновесном случае  $f_0(E) = Ae^{-E/T}$  и

$$\omega_0 = \nu \exp\left(\frac{W}{T}\right). \quad (8)$$

В условиях микроскопической неравновесности из (6) получим

$$\begin{aligned} \omega &= \nu(1 - \alpha)A \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{\alpha}{\sigma}\right)^n \\ &\times \int_0^{\infty} \int_W^{\infty} \exp(\varepsilon_1 + \dots - \varepsilon_n - E) U(E - \varepsilon_1 - \dots - \varepsilon_n) \\ &\times \kappa(\varepsilon_1) \dots \kappa(\varepsilon_n) dE d\varepsilon_1 \dots d\varepsilon_n \\ &= \omega_0(1 - \alpha) \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{\alpha}{\sigma}\right)^n \\ &\times \int \left\{ \begin{array}{l} \exp((\varepsilon_1 + \dots - \varepsilon_n)/T), \quad W > \varepsilon_1 + \dots - \varepsilon_n \\ \exp(W/T), \quad W < \varepsilon_1 + \dots - \varepsilon_n \end{array} \right\} \\ &\times \kappa(\varepsilon_1) \dots \kappa(\varepsilon_n) d\varepsilon_1 \dots d\varepsilon_n. \end{aligned} \quad (9)$$

Полученное выражение для вероятности переходов возбуждаемых частиц через энергетический барьер можно использовать для расчетов активационных переходов в условиях внешних возбуждений атомов в твердых телах, когда передача энергии атомам определена функцией  $\kappa(\varepsilon)$ .

Случай  $\kappa(\varepsilon) = \sigma \cdot \delta(\varepsilon - \varepsilon_0)$ , где дифференциальное сечение описывается  $\delta$ -функцией Дирака, соответствует резонансному лазерному воздействию и рассмотрен в [8]. Условие

$$\kappa(\varepsilon) = \sigma/\varepsilon_0, \quad (10)$$

при  $0 < \varepsilon < \varepsilon_0$  может реализовываться в твердых телах при воздействии потоками высокоэнергетичных частиц (электронами, ионами, нейтронами,  $\gamma$ -квантами). Здесь  $\sigma$  — полное поперечное сечение рассеяния;  $\varepsilon_0$  — максимальная энергия, передаваемая атомам. Атомы, получающие энергию выше пороговой, покидают потенциальную яму не по активационному механизму. Поэтому будем считать, что  $\varepsilon_0$  не превышает пороговую энергию смещения атомов в твердом теле. Примем также, что энергия возбуждения атомов все же достаточно велика и больше значений энергетических барьеров для элементарных активационных процессов в твердых телах. Пороговая энергия смещения для металлов, как правило, превышает 15 eV, а для неметаллов может принимать значения от 6 eV (в InSb) до 80 eV (в алмазе) [9], в то время как энергии активации не превышают 2–3 eV. При  $\varepsilon_0 > W$  и условии (10) интеграл, входящий в (9), можно записать в виде

$$\begin{aligned} J_n &= \int_V \exp((\varepsilon_1 + \dots - \varepsilon_n)/T) d\varepsilon_1 \dots d\varepsilon_n \\ &+ \exp(W/T) \int_0^{\varepsilon_0} d\varepsilon_1 \dots d\varepsilon_n - \exp(W/T) \int_V d\varepsilon_1 \dots d\varepsilon_n, \end{aligned} \quad (11)$$

где  $V$  — объем в  $n$ -мерном пространстве, ограниченный координатными плоскостями и гиперплоскостью  $\varepsilon_1 + \dots + \varepsilon_n = W$ .

Проведя интегрирование, получим

$$J_n = (-T)^n + \varepsilon_0^n \exp\left(\frac{W}{T}\right) - (-T)^n \times \exp\left(\frac{W}{T}\right) \sum_{k=0}^n \frac{(-W/T)^k}{k!}. \quad (12)$$

Подстановка (12) в (9) дает

$$\begin{aligned} \omega &= \omega_0(1 - \alpha) \sum_{n=0}^{\infty} \left[ \left(\frac{-\alpha T}{\varepsilon_0}\right)^n + \exp\frac{W}{T} \alpha^n - \exp\frac{W}{T} \left(\frac{-\alpha T}{\varepsilon_0}\right)^n \sum_{k=0}^n \frac{(-W/T)^k}{k!} \right] \\ &= \omega_0 \left\{ (1 - \alpha) + \exp\frac{W}{T} \left(1 + \frac{\alpha T}{\varepsilon_0} - (1 - \alpha) \exp\frac{\alpha W}{\varepsilon_0}\right) \right\} \left(1 + \frac{\alpha T}{\varepsilon_0}\right)^{-1}. \end{aligned} \quad (13)$$

При малых  $\alpha$  выражение (13) переходит в

$$\omega = \omega_0 \left\{ 1 + \alpha \exp(W/T) \frac{\varepsilon_0 - W + T}{\varepsilon_0} \right\}. \quad (14)$$

Из (14) следует условие, при котором необходим учет микроскопической неравновесности для расчета вероятности перехода частиц через барьер  $W$ ,

$$\alpha \exp\frac{W}{T} > 1. \quad (15)$$

## Допороговая радиационно-стимулированная диффузия

Коэффициент диффузии  $D$  в твердых телах пропорционален частоте перескока атомов  $\omega$

$$D = bl^2\omega, \quad (16)$$

где  $l$  — длина прыжка между соседними устойчивыми положениями атомов,  $b$  — геометрический фактор.

В условиях микроскопической неравновесности коэффициент диффузии, согласно (14) и (16), определяется выражением

$$D = D_e \left\{ 1 + \alpha \exp(W/T) \frac{\varepsilon_0 - W + T}{\varepsilon_0} \right\}, \quad (17)$$

где  $D_e$  — коэффициент диффузии в равновесных условиях;  $\varepsilon_0$  — максимальная энергия, передаваемая частицами радиационного потока диффундирующим атомам.

При высоких температурах  $D \sim D_e$ . При низких температурах, когда справедливо условие (15), коэффициент диффузии слабо зависит от температуры и пропорционален параметру неравновесности  $\alpha$ . Это очевидный

результат, показывающий, что при низких температурах вероятность переходов атомов из потенциальной ямы пропорциональна вероятности их возбуждения с энергией больше величины энергетического барьера.

Имеется значительное количество экспериментальных результатов по допороговому радиационному стимулированию диффузии главным образом в полупроводниках. Микроскопическая неравновесность при облучении полупроводников может быть связана с возбуждением колебаний атомов в процессе релаксации радиационно-индуцированных электронных состояний. В качестве примера можно привести результат эксперимента по стимулированию диффузии в кремнии рентгеновским излучением [10]. После облучения с интенсивностью  $I = 5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  при температурах  $\sim 300 \text{ K}$  концентрационные профили распределения золота в кремнии соответствовали коэффициентам диффузии в равновесных условиях при температурах на  $300$  градусов выше. Нетрудно убедиться в выполнении соотношения (15) в условиях такого облучения. При энергии активации диффузии  $W = 1.5 \text{ eV}$ , сечение рассеяния рентгеновских квантов  $\sigma = 10^{-19} \text{ cm}^2$  и время жизни колебательных возбуждений на атомах примеси  $\tau = 10^{-11} \text{ s}$ , параметр  $\alpha \sim \tau \sigma I = 5 \cdot 10^{-18}$  и  $\alpha e^{W/T} > 10^7$ .

Отметим, что из (17) следует линейная зависимость коэффициента диффузии от интенсивности радиационного воздействия, которая наблюдалась, например, в экспериментах по стимулированию гамма-излучением диффузии меди в сульфиде кадмия [11]. По мнению автора [11], коэффициент радиационно-стимулированной диффузии пропорционален скорости изменения зарядового состояния примеси. С учетом этого причиной ускорения диффузии являются колебательные возбуждения примесных атомов в результате процессов электронной рекомбинации. При точном расчете параметра  $\alpha$  и радиационно-стимулированной диффузии необходим учет характера электрон-колебательной релаксации.

Зависимость параметра неравновесности  $\alpha$  от времени термализации атомов  $\tau$  и от сечения их взаимодействия с радиационным потоком  $\sigma$  приводит к возможности селективного стимулирования диффузии атомов в твердых телах. Для атомов легких примесей время термализации превышает время термализации основных атомов решетки. В [12] экспериментально установлено, что облучение  $\gamma$ -квантами, рентгеновским излучением и тяжелыми ионами селективно стимулирует миграцию водорода в полупроводниках и диэлектриках. При этом высокое сечение освобождения водорода из ловушек ( $10^{-15} \text{ cm}^{-2}$ ) указывает на допороговый механизм процесса. Авторы [12] отмечают, что колебательно-возбужденная связь, содержащая водород, обладает локальными колебательными квантами с энергией  $0.2\text{--}0.5 \text{ eV}$  вне фононного спектра кристалла и для рассеяния этой энергии требуется генерация  $3\text{--}5$  фононов по мультиплетному механизму. Вследствие этого процесс диффузии активируется возбуждением колебаний водородосодержащих связей.

## Концентрация точечных дефектов и диффузия при запороговых радиационных воздействиях

Концентрация вакансий и межузельных атомов в облучаемых простых материалах в случае запорогового радиационного воздействия определяются обычными макроскопическими уравнениями (см., например, [13])

$$\begin{aligned} \frac{\partial C_i}{\partial t} &= K - K_1(C_i C_v - C_{ei} C_{ev}) - P_i \omega_i (C_i - C_{ei}), \\ \frac{\partial C_v}{\partial t} &= K - K_1(C_i C_v - C_{ei} C_{ev}) - P_v \omega_v (C_v - C_{ev}), \end{aligned} \quad (18)$$

где  $K_1$  — коэффициент, характеризующий скорость взаимной рекомбинации точечных дефектов;  $P_{i,v}$  — вероятности захвата дефектов на стоках;  $\omega_{i,v}$  — частоты перескоков дефектов;  $C_{ei, ev}$  — термодинамически равновесные концентрации соответствующих дефектов.

В стационарном случае решение (18) дает

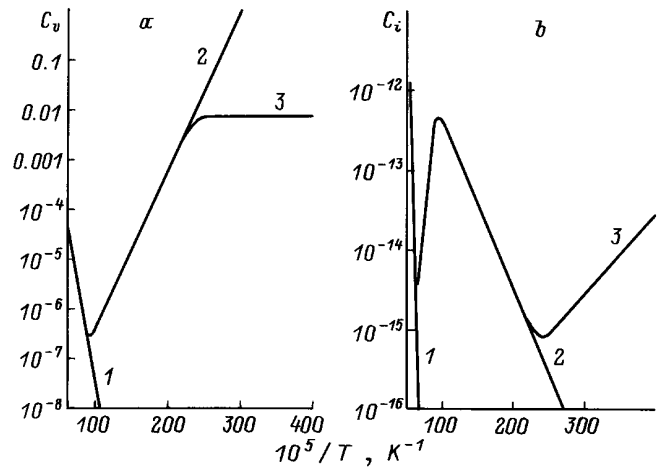
$$\begin{aligned} C_i &= \frac{2K(1+\beta)}{P_i \omega_i \eta} \left\{ \left[ 1 + \frac{\eta}{(1+\beta)^2} \right]^{1/2} - 1 \right\} + C_{ei}, \\ C_v &= \frac{P_i \omega_i}{P_v \omega_v} + C_{ev}, \end{aligned} \quad (19)$$

где  $\eta = 4KK_1/(P_i P_v \omega_i \omega_v)$  и  $\beta = K_1 C_{ev}/(P_i \omega_i)$ .

Если использовать соотношения (19) без учета микроскопической неравновесности для расчета концентраций дефектов, то при низких температурах получим не физический результат: концентрация вакансий превышает общее количество атомов. Учет микроскопической неравновесности состоит в использовании выражения (14) вместо выражения (9) для расчетов частот перескоков дефектов. При этом можно считать, что термодинамически равновесные концентрации дефектов не изменяются и их температурные зависимости описываются аррениусовскими соотношениями  $C_{ev,i} = \exp(-V_{v,i}/T)$ . Действительно, с помощью выражения (6) получим значение средней энергии неравновесной подсистемы

$$\begin{aligned} \langle E \rangle &= (1-\alpha) \sum_{n=0}^{\infty} \left( \frac{\alpha}{\sigma} \right)^n \\ &\times \int \kappa(\varepsilon_1) \dots \kappa(\varepsilon_n) U(E - \varepsilon_1 - \dots - \varepsilon_n) \\ &\times f_0(E - \varepsilon_1 - \dots - \varepsilon_n) E d\varepsilon_1 \dots \varepsilon_n \\ &= \langle E \rangle_0 + (1-\alpha) \sum_{n=0}^{\infty} \left[ \frac{\alpha}{\sigma} \right]^n n \sigma^{n-1} \int \varepsilon \kappa(\varepsilon) d\varepsilon \\ &= \langle E \rangle_0 + \langle \varepsilon \rangle \frac{\alpha}{1-\alpha}, \end{aligned} \quad (20)$$

где  $\langle E \rangle_0 = \int E f_0(E) dE$  — средняя энергия равновесной системы (температура термостата);



**Рис. 1.** Рассчитанные зависимости стационарной концентрации вакансий (а) и межузлий (б) в никеле от обратной температуры в равновесных условиях (1) в условиях реакторного облучения без учета (2) и с учетом микроскопической неравновесности с  $\alpha = 1.8 \cdot 10^{-15}$  (3).

$\langle \varepsilon \rangle = \int \varepsilon \kappa(\varepsilon) d\varepsilon / \sigma$  — средняя энергия, передаваемая частицам в подсистеме.

В реальных условиях облучений (ускорительное и реакторное)  $\alpha$  не превышает значения  $10^{-10}$  и  $\langle \varepsilon \rangle$  меньше 100 eV. Это означает, что в условиях микроскопической неравновесности средняя энергия системы частиц, а с ней и все термодинамические величины изменяются не более чем на  $10^{-4}\%$ .

На рис. 1 представлены рассчитанные зависимости стационарных концентраций вакансий и межузельных атомов в никеле от обратной температуры без учета и с учетом микроскопической неравновесности с параметром  $\alpha = 1.8 \cdot 10^{-15}$ . При расчетах полагалось  $K_1 \cong \omega_i$ ,  $P_i = P_v = 10^{-7}$  (отожженный металл),  $K = 10^{-6}$  da/s (реакторное облучение), энергии образования дефектов и их миграции  $V_i = 5$  eV,  $V_v = 1.63$  eV,  $V_{vm} = 1.25$  eV,  $V_{im} = 0.2$  eV и частоты колебаний  $\nu_v = 5 \cdot 10^{13}$  s $^{-1}$ ,  $\nu_i = 10^{13}$  s. Из анализа температурных зависимостей концентраций дефектов на рис. 1 следует, что неучет микроскопической неравновесности приводит к значительному занижению стационарных концентраций вакансий и завышению концентраций межузлий при реакторном облучении в области температур ниже 400 К.

Параметр неравновесности  $\alpha$  в условиях запорогового радиационного воздействия, когда образуются каскады смещений, можно определять как отношение полной энергии, превносимой радиацией в твердое тело, за вычетом энергии образующихся дефектов и электронных центров (для диэлектриков) к средней энергии возбуждения колебаний атомов в каскадной области  $\varepsilon_0/2$ , т. е. считаем, что весь избыток энергии расходуется на возбуждение колебаний атомов. В отсутствие процессов образования

электронных радиационных центров (металлы)

$$\alpha \cong 2 \left[ E_m - g(V_i + V_v) \right] \frac{I \sigma \tau}{\varepsilon_0} \cong 2K\tau \frac{2E_d}{\varepsilon_0}, \quad (21)$$

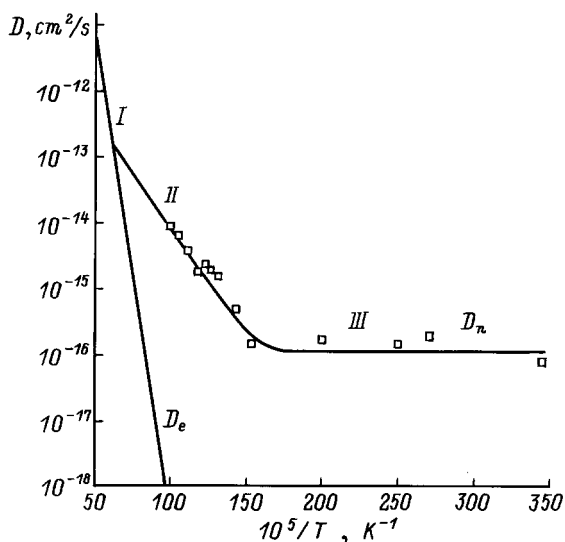
где  $E_m$  — энергия, передаваемая частицами радиационного потока атомам;  $E_d$  — пороговая энергия смещения;  $g \sim E_m/2E_d$  — каскадная функция (среднее число смещенных атомов на один первично выбитый атом) и  $K = \sigma I g$  — скорость накопления дозы (количество смещений на первично выбитый атом, da/s).

Отношение  $2E_d/\varepsilon_0$  является средним числом возбужденных несмещенных атомов на один смещенный атом в каскадной области, а  $g2E_d/\varepsilon_0$  — среднее число атомов, возбуждаемых во всей каскадной области. Эти параметры можно оценивать, используя результаты экспериментальных измерений коэффициентов радиационно-стимулированной диффузии.

На рис. 2 показаны экспериментальные значения коэффициента диффузии изотопа  $^{63}\text{Ni}$  в никеле при облучении ионами  $^{58}\text{Ni}$  с энергией 300 keV и потоком  $I = 6.3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  в зависимости от обратной температуры [14]. Здесь же приведены рассчитанные зависимости коэффициента диффузии никеля в никеле в равновесных условиях и в условиях микроскопической неравновесности с параметром  $\alpha = 10^{-10}$ . Расчет коэффициентов диффузии проведен по формуле

$$D_n = 10^{-17} (C_v \omega_v + C_i \omega_i), \quad (22)$$

в которой для частот перескоков дефектов использовалось соотношение (14), а концентрации дефектов рассчитывались по (19). Расчет коэффициента диффузии в равновесных условиях  $D_e$  также проведен по формуле (22), в которой использованы обычные аррениусовские



**Рис. 2.** Рассчитанные зависимости коэффициентов диффузии никеля в никеле от обратной температуры в равновесных условиях ( $D_e$ ) и в условиях облучения ( $D_n$ ) при  $\alpha = 10^{-10}$ .  $\square$  — экспериментальные значения коэффициента диффузии при ионном облучении  $\text{Ni}^+$  (300 keV,  $I = 6.3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ) [14].

зависимости для концентраций и частот перескоков. В расчете принимались указанные выше значения энергетических барьеров и частот колебаний дефектов для никеля и скорость накопления дозы  $K = 3 \cdot 10^{-2} \text{ da/s}$  ( $g = 3.7 \cdot 10^3$ ).

Температурный ход коэффициента диффузии (рис. 2) можно разделить на три участка. При высоких температурах выполняется аррениусовский закон (*I*). Далее, с понижением температуры, отклонение от аррениусовской зависимости связано с производством радиационных дефектов (*II*). При низких температурах диффузия не зависит от температуры (*III*), что связано с микроскопически неравновесным состоянием атомов в твердом теле.

Используя соотношение (21), оценим параметры каскадных областей в никеле при ускорительном радиационном воздействии. Полагая, что время термализации атомов находится в интервале  $3-10 \cdot 10^{-11} \text{ s}$ , получим оценки для среднего числа возбуждаемых несмещенных атомов из расчета на один смещенный атом  $\sim 20-50$ , для максимальной энергии возбуждения колебаний атомов в каскадной области  $\varepsilon_0 \approx 1.5-5 \text{ eV}$  при размерах каскадной области  $6-20 \cdot 10^4$  атомов.

## Заключение

Воздействие различных радиационных излучений на твердые тела приводит к состоянию микроскопической неравновесности, связанной с отклонением функции распределения атомов по энергии колебаний от термодинамически равновесной. В этих условиях температурные зависимости для частот переходов атомов из положений равновесия отличаются от аррениусовского закона, особенно при низких температурах. Это является причиной допорогового радиационного стимулирования диффузионных процессов.

Состояние микроскопической неравновесности характеризуется параметром неравновесности, который пропорционален интенсивности радиационного воздействия и времени термализации колебаний атомов. Это обуславливает линейную зависимость допорогового стимулирования диффузионных процессов от интенсивности облучения, а также возможность селективного стимулирования диффузии атомов, термализация которых происходит на больших временах.

Учет состояния микроскопической неравновесности в условиях запороговых радиационных воздействий позволяет использовать макроскопические кинетические уравнения рождения-уничтожения дефектов для расчета их концентрации при низких температурах. Сравнение расчетных и экспериментальных температурных зависимостей коэффициента диффузии позволяет определять параметр неравновесности, из которого можно получать важные характеристики запороговых воздействий на твердые тела — размеры и энергию возбуждения колебаний атомов каскадных областей.

Автор выражает благодарность Л.М.Крюковой и В.М. Чернову за обсуждение работы.

## Список литературы

- [1] *Инденбом В.Л.* // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. Вып. 8. С. 489–492.
- [2] *Gieb M., Heieck J., Schule W.* // J. Nuc. Mat. 1995. Vol. 225. P. 85–96.
- [3] *Луцкич Б., Витол И.К., Эланго М.А.* // УФН. 1977. Т. 122. № 2. С. 223–251.
- [4] *Эланго М.А.* Элементарные неупругие радиационные процессы. М.: Наука, 1988. 150 с.
- [5] *Мак В.Т.* // ЖТФ. 1993. Т. 63. Вып. 3. С. 173–176.
- [6] *Batnagar P.L., Gross E.P., Krook M.* // Phys. Rev. 1954. Vol. 94. P. 511–515.
- [7] *Gross E.P., Krook M.* // Phys. Rev. 1956. Vol. 102. P. 593–596.
- [8] *Stepanov V.A.* // Laser Surface Microprocessing. Proc. SPIE. 1990. Vol. 1352. P. 208–209.
- [9] *Corbett J.W., Bourgoin J.C.* Point Defects in Solids. Vol. 2. Semiconductors and Molecular Crystals / Ed. J.H. Crawford, L.M. Slifkin. New York; London: Plenum Press, 1975. P. 1–161.
- [10] *Вавилов В.С., Кив А.Е., Ниязова О.Р.* Механизмы образования и миграции дефектов в полупроводниках. М.: Наука, 1981. 368 с.
- [11] *Мак В.Т.* // Неорганические материалы. 1996. Т. 32. № 10. С. 1184–1186.
- [12] *Чернов И.П., Мамонтов А.П., Тюрин Ю.И., Черданцев Ю.П.* // Тез. докл. VIII конф. по радиационным физ. и хим. неорганическим материалам. Томск, 1993. Ч. 1. С. 124.
- [13] *Ахиезер И.А., Давыдов Л.Н.* Введение в теоретическую радиационную физику металлов и сплавов. Киев: Наукова думка, 1985. 142 с.
- [14] *Macht M.P., Muller A., Naundorf V., Wollehberger H.* // Nucl. Instr. and Meth. Phys. Res. 1986. N B16. P. 148–153.