

УДК 539.219.3;538.95-405

## **ВОЛНОВОЙ МЕХАНИЗМ МАССОПЕРЕНОСА В МЕТАЛЛАХ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИМПУЛЬСНОГО ОБЛУЧЕНИЯ**

© 2012 г. *Г.Л. Бухбиндер, П.Н. Марталлер*

Омский государственный университет; e-mail: glb@omsu.ru

В рамках локально-неравновесной модели рассматривается массоперенос примесных частиц с поверхности металла в его объем под действием высокоэнергетических пучков частиц или лазерного облучения поверхности образца. На основе численного решения интегро-дифференциального уравнения для диффузионного потока получены примесные концентрационные профили. Показано, что для моментов времени  $t \leq \tau_D$ , где  $\tau_D$  – время релаксации диффузионного потока к своему локально-равновесному значению, волновой механизм массопереноса преобладает над диффузионным. Обсуждаются некоторые экспериментальные результаты.

Ключевые слова: лазерное и ионное облучение твердых тел, эффект дальнего действия, гиперболический массоперенос, концентрационные профили.

## **THE WAVE MECHANISM OF MASS TRANSFER IN METALS UNDER PULSED IRRADIATION**

*G.L. Buchbinder, P.N. Martaller*

Omsk State University, Omsk; e-mail: glb@omsu.ru

The mass transfer of the impurity particles from the surface to the bulk of a metal under the influence of the high power particles beams or the laser irradiation is considered within the local non-equilibrium model. The impurity concentration profiles have been obtained on the basis of the numerical solution of the integro-differential equation for the diffusion flux. It has been shown that for the time  $t \leq \tau_D$ , where  $\tau_D$  is the time of relaxation of the diffusion flux to its local equilibrium value, the wave mechanism of the mass transfer dominates over diffusion one. The assumptions concerning some experimental results are given.

Key words: laser and ion irradiation of solids, long range effect, hyperbolic mass transfer, concentration profiles.

### **1. Введение**

Воздействие высокоэнергетическими пучками частиц и лазерным излучением на твердые тела является в настоящее время одним из эффективных методов модификации свойств металлических материалов [1,2]. Помимо технологического аспекта, существует значительный интерес и с физической точки зрения, так как взаимодействие концентрированных потоков энергии с твердым телом сопровождается рядом сложных физических

явлений, происходящих в приповерхностном слое, полного понимания которых пока еще нет.

Быстрый ввод энергии индуцирует в образце такие явления, как фазовые переходы, формирование упруго-пластичных и ударных волн, дефектообразование, эрозию вещества, значительные температурные поля, интенсивный массоперенос [1,2]. Существенной особенностью этих процессов является высокая скорость их протекания с характерными временами порядка  $10^{-8}$ – $10^{-5}$  с. Помимо этого, воздействие интенсивных пучков частиц вызывает изменения как в облученной, так и в не облученной области, приводя к разному рода эффектам дальнего действия [3–5].

Одно из проявлений такого эффекта было обнаружено при облучении слоистых металлических образцов мощными пучками ионов углерода [6]. В эксперименте была зафиксирована значительная глубина проникновения атомов пленки в подложку, в несколько раз превышающая глубину проникновения ионов пучка. Подобный эффект интенсивного массопереноса наблюдался и в ряде других работ [7–9].

Природа эффектов дальнего действия еще мало понятна. В частности, пока не удалось в рамках известных диффузионных механизмов объяснить высокоинтенсивный массоперенос вещества с поверхности вглубь образца. Так, учет эффекта термодиффузии не дал даже качественного согласия между теоретическими и экспериментальными кривыми [6].

При теоретическом исследовании массопереноса в облученных образцах обычно предполагается, что рассматриваемая система находится в состоянии локального равновесия. Между тем, как уже упоминалось, индуцированные в образцах процессы протекают достаточно быстро с характерными временами, лежащими на наносекундной шкале. Полученные, например, в экспериментах концентрационные профили относятся к моментам времени порядка  $10^{-7}$ – $10^{-6}$  с. [6]. На таких временных промежутках в образце может не успевать устанавливаться локальное равновесие. Как следствие, использование обычных гидродинамических уравнений и, в частности, диффузионного уравнения (основанного на законе Фика) для описания массопереноса становится некорректным. В случае быстрых изменений процессы переноса в среде будут происходить на фоне релаксации системы к состоянию локального равновесия. Вместе с другими этот фактор может оказаться существенным при анализе наблюдаемых закономерностей.

В отсутствие локального равновесия в среде как диффузионный, так и тепловой потоки уже не будут определяться, например, градиентами концентрации и температуры, а должны рассматриваться как независимые переменные наравне с другими параметрами, определяющими макроскопическое состояние системы. Общий подход в соответствии с расширенной необратимой термодинамикой (РНТ) [10, 11] состоит в том, что для описания быстрых гидродинамических процессов требуется увеличение числа независимых переменных, определяющих неравновесное состояние системы, по сравнению с классической термодинамикой. В качестве таких новых переменных часто используются диссипативные потоки, входящие в законы сохранения массы, энергии и импульса. В рамках РНТ для потоков получаются дифференциальные уравнения релаксационного типа. Так, если  $\mathbf{q}$  и  $\mathbf{J}$  – тепловой и диффузионный потоки, а  $T$  и  $C$  – температура среды и массовая концентрация примеси, то уравнения для потоков имеют вид (уравнения Максвелла-Каттанео) [10, 11]

$$\mathbf{q} + \tau_T \frac{\partial \mathbf{q}}{\partial t} = -\lambda \nabla T, \quad (1)$$

$$\mathbf{J} + \tau_D \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} = -\rho D \nabla C, \quad (2)$$

где  $\rho$  – плотность среды,  $\lambda$ ,  $D$  – коэффициенты теплопроводности и диффузии,  $\tau_T$  и  $\tau_D$  – времена релаксации теплового и диффузионного потоков к своим локально-равновесным значениям. При  $\tau_T = \tau_D = 0$  (1) и (2) сводятся к обычным законам Фурье и Фика. Как следствие, использование соотношений (1) и (2) приводит к гиперболическим уравнениям переноса, которые в отличие от параболических уравнений дают конечную скорость распространения возмущений в среде и обладают волновыми свойствами.

Гиперболические уравнения переноса достаточно давно используются для описания теплопереноса в локально-неравновесных системах и, в частности, в среде, подверженной лазерному облучению (см., например: [12–14]). Теплоперенос с учетом релаксации теплового потока в газах и в магнитогидродинамических процессах был рассмотрен в [15–18]. Этот подход активно применяется также и для описания ряда явлений, происходящих при высокоскоростном затвердевании в бинарных двухфазных системах, когда локальное равновесие нарушается в области движущейся границы раздела фаз [19–22]. Некоторые другие применения можно найти также в [23–25].

Цель данной работы состоит в теоретическом исследовании массопереноса в облучаемом образце в локально-неравновесных условиях. Приведенные выше оценки позволяют предположить, что наблюдаемые в некоторых экспериментах концентрационные профили могут формироваться на малых временах, когда система еще не находится в локальном равновесии. Следует отметить, что протекание данного процесса подвержено влиянию разнообразных и взаимосвязанных явлений, перечисленных выше. Однако учет всех факторов в рамках одной модели пока представляется нереалистичным. Чтобы изучить особенности массопереноса в локально-неравновесных условиях, здесь рассматривается достаточно простая модель, мотивированная условиями эксперимента, описанного выше [6]. Имеется двухкомпонентная система, состоящая из однородного металлического образца с тонким поверхностным слоем другого элементного состава, имитирующего пленку на поверхности металла. В результате облучения частицы примеси мигрируют вглубь образца, находящегося уже в расплавленном состоянии. Несмотря на относительно простую формулировку, такая постановка дает возможность воспроизвести некоторые особенности экспериментальных концентрационных кривых и сделать определенные предположения о протекании процесса в реальных условиях.

## 2. Математическая постановка

Рассмотрим одномерную систему, в которой металлический образец занимает отрезок  $0 < x < L$ . В начальный момент времени поверхностный слой глубины  $l_0$  равномерно заполнен примесными частицами (аналог поверхностной пленки) с массовой концентрацией  $c_0$ , которые под действием внешнего теплового потока (облучения) мигрируют в объем образца. Нагрев вещества в результате облучения учитывается наличием теплового источника  $W$ , распределенного в приповерхностном слое. Нас будут интересовать распределения примеси, формирующиеся в образце на временах, сравнимых со време-

нем установления в системе локального равновесия. Для простоты все теплофизические характеристики среды принимались постоянными.

Во многих случаях релаксация теплового потока к своему локально-равновесному значению (тепловая релаксация) происходит значительно быстрее, чем релаксация диффузионного потока, то есть  $\tau_T \ll \tau_D$  [11, 19]. Другими словами, локальное равновесие устанавливается вначале в температурном поле и лишь затем в диффузионном. Поэтому если рассматривать промежутки времени  $t$ , для которых  $\tau_T \ll t \leq \tau_D$ , то можно считать, что тепловая релаксация уже наступила, тепловой поток определяется своим локально-равновесным значением  $\mathbf{q} = -\lambda \nabla T$  (закон Фурье) и температура среды может описываться в приближении локального равновесия. В то же время диффузионная релаксация еще продолжается, и диффузионный поток эволюционирует согласно релаксационному уравнению (2). Именно такой случай рассмотрен далее.

Уравнение (2) может быть записано в более общем виде, чтобы учесть эффекты термодиффузии [26]. Таким образом, мы будем исходить из следующей системы одномерных уравнений для потоков:

$$q + \lambda \frac{\partial T}{\partial x} = 0, \quad (3)$$

$$J + \tau_D \frac{\partial J}{\partial t} = -\rho D \left( \frac{\partial C}{\partial x} + \frac{k_T}{T} \frac{\partial T}{\partial x} \right), \quad (4)$$

где  $k_T = Q^* C / k_B T$  – термодиффузионное отношение [6],  $Q^*$  – постоянная теплота переноса примеси [22] и  $k_B$  – постоянная Больцмана.

Комбинация выражения (4) с законом сохранения массы

$$\rho \frac{\partial C}{\partial t} + \frac{\partial J}{\partial x} = 0 \quad (5)$$

приводит к следующему уравнению для диффузионного потока:

$$\tau_D \frac{\partial^2 J}{\partial t^2} + \frac{\partial J}{\partial t} - D \frac{\partial^2 J}{\partial x^2} = -\rho D \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{Q^* C}{k_B T^2} \frac{\partial T}{\partial x} \right). \quad (6)$$

Следует отметить, что подобным образом можно получить замкнутое уравнение и непосредственно для концентрации. Однако в этом случае возникает проблема с явным использованием граничных условий, выражающих отсутствие потока вещества через поверхность. Как уже отмечалось, в локально-неравновесной среде поток уже не определяется градиентом концентрации и отсутствие потока не выражается равенством  $\partial C / \partial x = 0$ . Поэтому удобно использовать уравнение (6) для самого потока, так как в этом случае определение граничных условий физически более ясно. После нахождения диффузионного потока примесная концентрация может быть определена в результате интегрирования уравнения (5) по времени.

Переходя далее к безразмерным переменным  $t / \tau_D$ ,  $x / (\tau_D V_D)$ ,  $V_D^2 = D / \tau_D$  – ско-

рость распространения концентрационных возмущений, запишем уравнение (6) в виде

$$\frac{\partial^2 j}{\partial t^2} + \frac{\partial j}{\partial t} - \frac{\partial^2 j}{\partial x^2} = -\alpha \frac{\partial}{\partial t} \left[ \frac{C}{(\Theta + 1)^2} \frac{\partial \Theta}{\partial x} \right], \quad (7)$$

где для новых независимых переменных здесь и далее используются прежние обозначения  $x, t$ ;  $j = J / \rho V_D$  – безразмерный диффузионный поток,  $\Theta = (T - T_0) / T_0$  – безразмерная температура,  $T_0$  – начальная температура среды,  $\alpha = Q^* / k_B T_0$  – безразмерный параметр.

Наконец, используя закон сохранения (5) в форме

$$C(x, t) = - \int_0^t \frac{\partial j(x, \tau)}{\partial x} d\tau + C_0(x), \quad (8)$$

где  $C_0(x) = C(x, 0)$  – начальная примесная концентрация, получим замкнутое уравнение для диффузионного потока

$$\frac{\partial^2 j}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 j}{\partial x^2} + \frac{\partial j}{\partial t} + u \frac{\partial j}{\partial x} = v \int_0^t \frac{\partial j}{\partial x} d\tau + w, \quad (9)$$

где

$$u(x, t) = - \frac{\alpha}{(\Theta + 1)^2} \frac{\partial \Theta}{\partial x}, \quad v(x, t) = \alpha \frac{\partial}{\partial t} \left[ \frac{1}{(\Theta + 1)^2} \frac{\partial \Theta}{\partial x} \right], \quad (10)$$

$$w(x, t) = -\alpha C_0(x) \frac{\partial}{\partial t} \left[ \frac{1}{(\Theta + 1)^2} \frac{\partial \Theta}{\partial x} \right].$$

Граничные и начальные условия для уравнения (9) берутся в виде

$$j(0, t) = j(L, t) = 0, \quad (11)$$

$$j(x, 0) = 0 \quad (12)$$

и выражают условия отсутствия потока на границах и в начальный момент времени. Записывая далее равенство (4) в безразмерных координатах и используя (12), получим начальное условие для временной производной:

$$\left. \frac{\partial j}{\partial t} \right|_{t=0} = - \frac{\partial C(x, 0)}{\partial x}, \quad \left( \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{t=0} = 0 \right). \quad (13)$$

Уравнение (9) представляет собой интегро-дифференциальное уравнение с переменными коэффициентами (10), зависящими от температуры среды. Для ее определения

было использовано уравнение теплопроводности, которое получается в результате комбинации (3) с законом сохранения энергии:

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{\partial q}{\partial x} + W,$$

где  $c_p$  – теплоемкость, и в безразмерных координатах имеет вид

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} = \gamma^{-1} \frac{\partial^2 \Theta}{\partial x^2} + \frac{\tau_D}{\rho c_p} W, \quad (14)$$

где  $\gamma = D/a$  и  $a$  – коэффициент температуропроводности. Соответствующие начальные и граничные условия берутся в виде

$$\Theta(x, 0) = 0, \quad \left. \frac{\partial \Theta}{\partial x} \right|_{x=0} = 0, \quad \left. \frac{\partial \Theta}{\partial x} \right|_{x=L} = 0. \quad (15)$$

Решение граничной задачи (14)–(15) дается выражением [27]

$$\Theta(x, t) = \int_0^t d\tau \int_0^L d\xi W'(\xi, t - \tau) \left[ \frac{1}{L} + \frac{2}{L} \sum_{n=1}^{\infty} \cos\left(\frac{n\pi x}{L}\right) \cos\left(\frac{n\pi \xi}{L}\right) \exp\left(-\frac{n^2 \pi^2 \tau}{\gamma L^2}\right) \right]. \quad (16)$$

где  $W' = \tau_D W / \rho c_p$  – безразмерный тепловой источник.

### 3. Численное решение и обсуждение результатов

На основе температурного распределения (16) было получено численное решение неоднородного интегро-дифференциального уравнения (9). Для этого были использованы квадратурная формула трапеций для представления интеграла и конечно-разностные соотношения второго порядка для замены производных, что привело в итоге к пространственно-временной сетке решений для диффузионного потока. Пространственный и временной шага брались равными  $h = 2 \cdot 10^{-3}$  в выбранных безразмерных переменных. Примесные распределения находились с использованием уравнения (8).

При вычислении использовались следующие значения параметров:  $c_0 = 1$ ,  $T_0 = 300 \text{ K}$ ,  $Q^* = 5 \text{ эВ}$  [6], ( $\alpha \approx 200$ ),  $\gamma = D/a = 10^{-2}$  [11, 19]. Чтобы избежать расходимости, начальное примесное распределение в виде прямоугольника заменялось гладкой кривой (рис. 1а):

$$C_0(x) = \frac{c_0}{2} \left[ 1 - \text{th} \frac{x - l_0}{\delta} \right]$$

с  $\delta = 0.04$ . Тепловой источник брался в виде [2]

$$W'(x, t) = W_0 t \exp(-t/t_w) \exp(-\mu x).$$

Безразмерные параметры  $W_0$ ,  $t_w$  и  $\mu$  в зависимости от условий эксперимента имеют дос-

таточно большой разброс значений. Для оценки  $W_0$  было использовано соотношение [2]

$$W_0 = \frac{\tau_D j_t Q}{\rho c_p e T_0},$$

где  $j_t$  – плотность тока в падающем пучке,  $Q$  – величина удельных потерь энергии в облучаемом образце,  $e$  – заряд электрона, и  $j_t Q / e$  имеет смысл энерговыделения. При ионном облучении  $j_t \sim 10 - 10^2 \text{ А/см}^2$ ,  $Q \sim 10^8 - 10^{10} \text{ эВ/см}$ . При характерном времени диффузионной релаксации  $\tau_D \sim 10^{-8} - 10^{-6} \text{ с}$  и  $T_0 \sim 300 \text{ К}$ ,  $\rho \sim 10^{-2} \text{ кг/см}^3$ ,  $c_p \sim 10^2 \text{ Дж/кгК}$  (например, для Ag или Cu),  $W_0$  меняется в пределах  $10^{-2} - 10^3$ .

Результаты вычислений были получены для двух систем параметров ( $W_0 = 500$ ,  $t_W = 0.05$ ,  $\mu = 2.2$ ,  $l_0 = 0.5$ ,  $L = 1.5$ ) и ( $W_0 = 200$ ,  $t_W = 0.1$ ,  $\mu = 5$ ,  $l_0 = 0.3$ ,  $L = 3$ ) и представлены на рис.1–2 (сплошные линии). Для сравнения на рисунках представлены также примесные распределения (пунктирные линии), полученные в приближении локального равновесия ( $\tau_D = 0$ ) на основе решения диффузионного уравнения с учетом термодиффузии

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \alpha \frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{C}{(\Theta + 1)^2} \frac{\partial \Theta}{\partial x} \right], \quad C(x, 0) = C_0(x), \quad C_x(0, t) = 0, \quad C_x(L, t) = 0.$$

Как видно из рис.1а–1с и 2а–2б, начальное примесное распределение (при  $t = 0$ ) деформируется как в направлении поверхности образца, так и в его глубину: верхний правый край кривой движется в сторону поверхности, в то время как нижний край перемещается в противоположную сторону. Концентрационные профили после отражения от левой границы показаны на рис. 1d–1f и 2c–2d. На рис. 1g–1h и 2е представлены эффекты отражения от правой границы и движение концентрационного возмущения к левому концу образца. На рис. 1h изображено вторичное отражение от левой границы ( $t = 6$ ). На всех рисунках хорошо прослеживается фронт волны, распространяющийся с конечной скоростью. Релаксация локально-неравновесной кривой к однородному распределению может служить подтверждением сходимости численного решения уравнения (9) к точному решению на ранних временах.

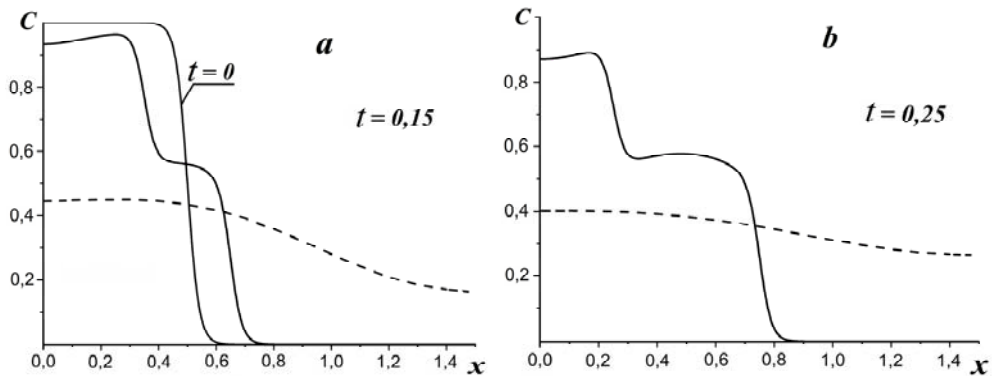
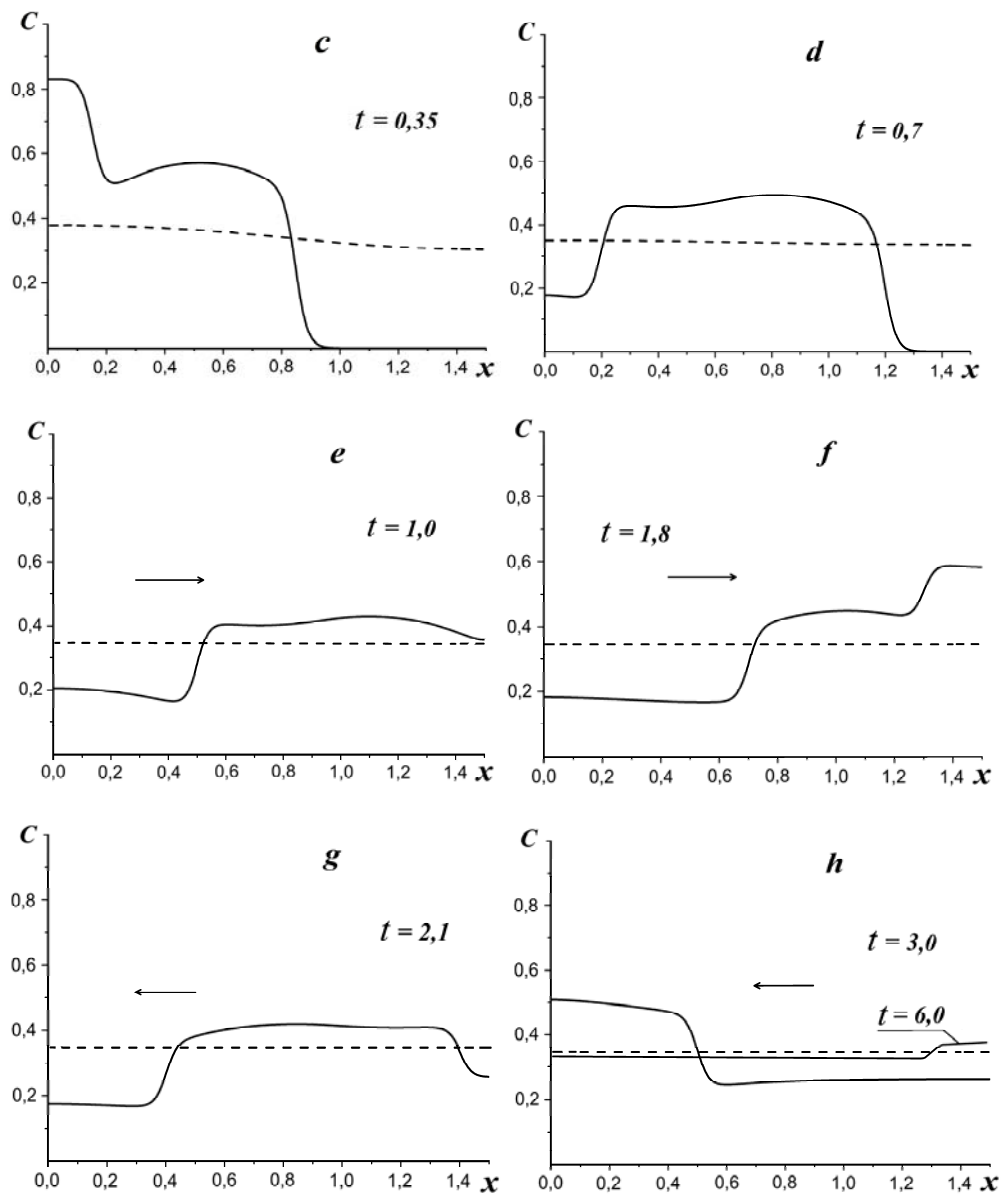
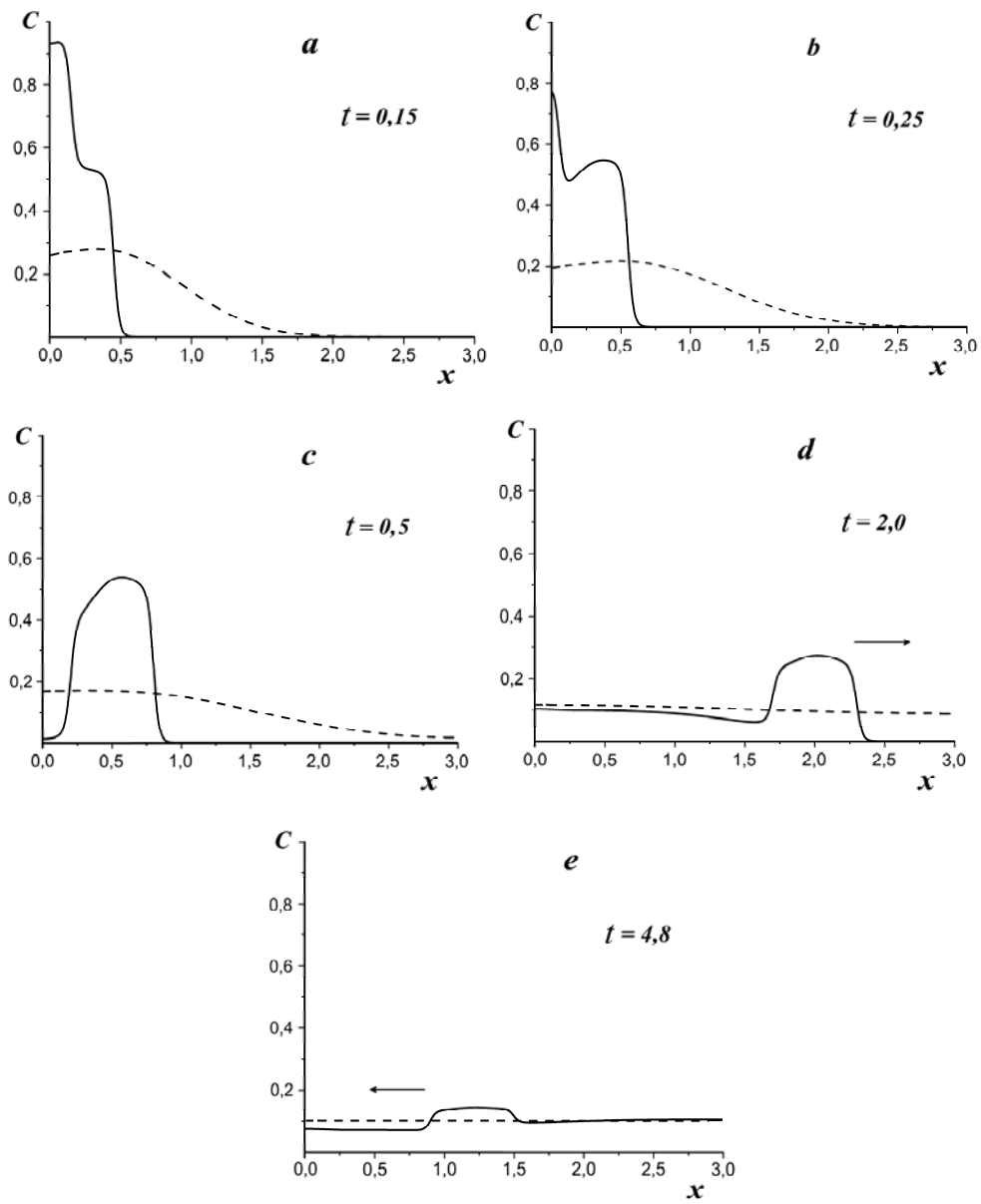


Рис.1а,б.

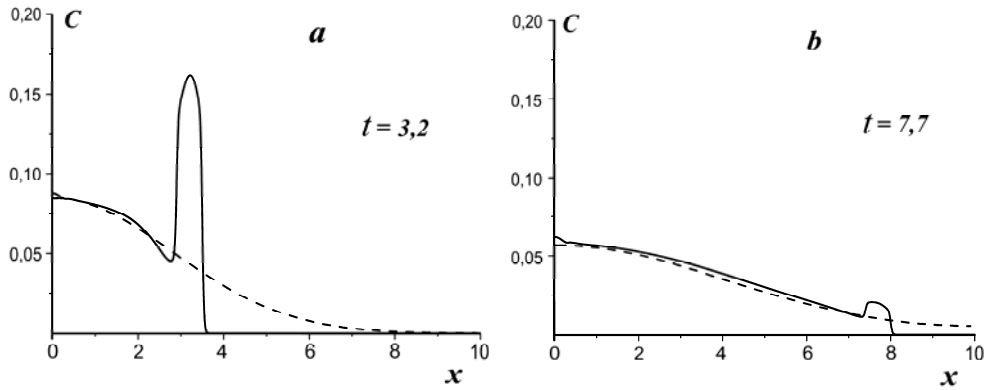


**Рис.1с-н.** Концентрационные профили в разные моменты времени. Сплошная линия – локально-неравновесная кривая, пунктирная линия – локально-равновесная кривая. Длина образца  $L = 1,5$ ;  $W_0 = 500$ ,  $t_W = 0,05$ ,  $\mu = 2,2$   $I_0 = 0,1$ .





**Рис.2.** Концентрационные профили в разные моменты времени. Сплошная линия – локально-неравновесная кривая, пунктирная линия – локально-равновесная кривая. Длина образца  $L = 3$ ;  $W_0 = 200$ ,  $t_W = 0.1$ ,  $\mu = 5$ ,  $l_0 = 0.3$ .



**Рис.3.** Концентрационные профили в разные моменты времени. Сплошная линия – локально-неравновесная кривая, пунктирная линия – локально-равновесная кривая. Длина образца  $L = 3$ ;  $W_0 = 200$ ,  $t_W = 0.1$ ,  $\mu = 5$ ,  $l_0 = 0.3$ .

Как видно из рисунков, в приближении локального равновесия начальное примесное распределение практически сразу распространяется на весь объем, что соответствует бесконечной скорости распространения концентрационных возмущений, характерной для фиковской диффузии. Локально-равновесная кривая достаточно быстро релаксирует к равномерному распределению (рис.1e, пунктирная линия). Локально-неравновесное распределение релаксирует значительно медленнее. За время движения концентрационной волны от одной границы до другой в диффузионном поле не успевает установиться локальное равновесие, что приводит к последовательным отражениям от границ, характерным для волнового распространения. Релаксация к однородному распределению происходит без перехода к обычному диффузионному механизму массопереноса: локально-неравновесная кривая совпадает с локально-равновесной только для однородного состояния. Для  $t \geq 6\tau_D$  обе кривые практически совпадают. Следует отметить, что для достаточно длинных образцов за время движения концентрационной волны от одной границы до другой в диффузионном поле успевает установиться локальное равновесие и релаксация к однородному распределению далее будет происходить за счет обычной диффузии. На рис.3 показана эволюция примесных распределений в образце длиной  $L = 10$ . Как видно, фронт волны еще не достиг правой границы, а обе кривые уже практически совпадают, что говорит об установлении в системе локального равновесия и переходе к обычному диффузионному механизму массопереноса.

Несмотря на то что представленная здесь модель касалась достаточно простой системы, она позволяет сделать некоторые предположения относительно реально протекающих процессов и, в частности, относительно результатов эксперимента, проведенного в [6] по облучению металлических пленок. В ходе импульсного облучения поверхностный слой образца превращался в расплавленное состояние с последующим быстрым затвердеванием. Результирующее примесное распределение оказывалось подобным сплошным кривым на рис.1a–1c, 2a с характерным платообразным участком. Такие распределения могли формироваться в расплаве на стадии диффузионной релаксации. При резком остывании расплава процесс затвердевания мог проходить очень быстро, со ско-

ростью, превышающей скорость распространения диффузионных возмущений в несколько десятков раз, исключая эффекты сегрегации примеси на границе раздела фаз (бездиффузионное затвердевание) [28,29]. Если процесс затвердевания начинается в момент  $t \sim \tau_D$  (к этому моменту температурный градиент становится достаточно малым, чтобы пренебречь эффектом термодиффузии), то сформированное в расплаве распределение примеси, типа представленных на рис. 1а–1б, 2а, практически без искажений было бы захвачено в низкотемпературную твердую фазу (см. также [30]). Эти распределения и могли быть зафиксированы в эксперименте.

#### 4. Заключение

В данной работе на примере достаточно простой модели были рассмотрены некоторые особенности массопереноса в локально-неравновесной системе, индуцированного высокоинтенсивным внешним воздействием, типа лазерного облучения или облучения потоками заряженных частиц. Было продемонстрировано, что на малых временах, порядка времени релаксации системы к локальному равновесию, преобладает волновой механизм переноса. Рассмотренная модель позволяет сделать и некоторые выводы относительно экспериментальных результатов. В частности, полученные в [6] концентрационные профили могли бы быть сформированы на малых временах, когда массоперенос осуществляется не за счет обычного диффузионного механизма, а преобладает волновой механизм переноса, возникающий при релаксации системы к состоянию локального равновесия.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Бойко В.И., Валяев А.Н., Погребняк А.Д.* Модификация металлических материалов импульсными мощными пучками частиц // УФН, 1999, т.169, с.1243–1271.
2. *Блейхер Г.А., Кривобоков В.П., Пащенко О.В.* Тепломассоперенос в твердом теле под действием ионных пучков заряженных частиц. – Новосибирск: Наука, 1999, 176 с.
3. *Диденко А.Н., Шаркеев Ю.П., Козлов Э.В., Рябчиков А.И.* Эффекты дальнего действия в ионно-имплантированных металлических материалах. – Томск: НТЛ, 2004, 328 с.
4. *Мартыненко Ю.В.* Эффекты дальнего действия при ионной имплантации // Итоги науки и техники. Сер. Пучки заряженных частиц и твердое тело. т. 7. – М.: Наука, 1993, 87 с.
5. *Баянкин В.Я., Гусева М.И., Тетельбаум Д.И., Гильмутдинов Ф.З.* Сегрегация как проявление «эффекта дальнего действия» при облучении потоками бора фольг сплавов пермаллоя-79 и Cu-Ni // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2005, № 5, с.77–81.
6. *Кривобоков В.П., Пащенко О.В., Сапульская Г.А.* Исследование интенсивного переноса атомов в веществе, облучаемом мощными наносекундными пучками заряженных частиц // ЖТФ, 1994, т.64, с.37–42.
7. *Pogrebnyak A.D.* Metastable States and Structural Phase Changes in Metals and Alloys Exposed to High Power Pulsed Ion Beams // Phys. Status Solidi A, 1990, v.117, p.17–51.
8. *Barbier D., Ghemisky G., Grob J. et al.* Pulsed electron beam annealing of As and implanted silicon // J. de Phys. Colloques, 1983, v.44, p.209–214.
9. *Bataglin G. et al.* Pulsed electron beam irradiation of nickel single crystals with silver overlayers // Thin. Sol. Films, 1986, v.145, p.147–160.
10. *Жоу Д., Касас-Баскес Х., Лебон Дж.* Расширенная необратимая термодинамика. – Ижевск:

- Регулярная и хаотическая динамика. 2007, 528 с.
11. *Соболев С.Л.* Локально-неравновесные модели процессов переноса // УФН, 1997, т.167, с.1095-1106.
  12. *Tang D.W., Araki N.* Analytical solution of non-Fourier temperature response in a finite medium under laser-pulse heating // Heat and Mass Transf., 1996, v.31, p.359-363.
  13. *Lewandowska M.* Hyperbolic heat conduction in the semi-infinite body with a time-dependent laser heat source // Heat and Mass Transf., 2001, v.37, p.333-342.
  14. *Волосевич П.П., Змитренко Н.В., Леванов Е.И., Северина Е.В.* Динамика и нагрев плазмы с учетом релаксации теплового потока // Математическое моделирование, 2008, т.20, №4, с.57-68.
  15. *Волосевич П.П., Леванов Е.И.* Анализ процессов теплопереноса с учетом в среде релаксации теплового потока и объемных источников энергии // Изв. Вузов. Математика, 2003, №1, с.38-44.
  16. *Волосевич П.П., Леванов Е.И., Северина Е.В.* Математическое моделирование теплопереноса в движущейся среде с учетом релаксации потока тепла и объемных источников энергии // Изв. Вузов. Математика, 2005, №1, с.31-39.
  17. *Волосевич П.П., Леванов Е.И., Северина Е.В.* Температурные ударные волны в движущейся среде с учетом релаксации потока тепла // ИФЖ, 2006, т.79, №4, с.57-68.
  18. *Волосевич П.П., Галигузова И.И., Гасилов В.А., Круковский А.Ю., Леванов Е.И., Марченко В.А.* Исследование магнитогидродинамических процессов с учетом гиперболичности теплопереноса // Математическое моделирование, 2009, т.21, №7, с. 3-19.
  19. *Galenko P., Sobolev S.* Local nonequilibrium effect on undercooling in rapid solidification of alloys // Phys. Rev. E, 1997, v.55, p.343-352.
  20. *Galenko P., Jou D.* Diffuse-interface model for rapid phase transformations in nonequilibrium systems // Phys. Rev. E, 2005, v.71, p.046125-38.
  21. *Галенко П.К., Херлах Д.М.* Бездиффузионный рост кристаллов в эвтектической системе при высокоскоростном затвердевании // ЖЭТФ, 2006, т.130, с.150-158.
  22. *Galenko P.* Solute trapping and diffusionless solidification in a binary system // Phys. Rev. E, 2007, v.76, p.131606-15.
  23. *Крылов П.Н., Лебедева А.А.* Локально-неравновесная модель дальнего действия при ионном облучении // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2008, № 5, с.67-71.
  24. *Афонькина Е.А., Вершинин Г.А., Геринг Г.И.* Влияние пространственно-временной нелокальности на формирование концентрационных профилей в металлах при воздействии мощными ионными пучками // ФизХОМ, 2004, № 2, с.5-11.
  25. *Buchbinder G.L.* Mass transfer in field of fast-moving deformation disturbance // Int. J. Heat Mass Transf., 2003, v.46, p.1665-1673.
  26. *Грот С. де, Мазур П.* Неравновесная термодинамика. – М.: Мир, 1964, 456 с.
  27. *Полянин А.Д.* Справочник по линейным уравнениям математической физики. – М.: Физматлит, 2001, 576 с.
  28. *Baker J.C., Cahn J.W.* Solute trapping by rapid solidification // Acta Metall. 1969, v.17, p.575-583.
  29. *Aziz M.J., Kaplan T.* Continuous growth model for interface motion during alloy solidification // Acta Metall., 1988, v.36, p.2335-2347.
  30. *Miotello A., Donatelli L.F., Desalvo A.* Role of thermal diffusion in the redistribution of the during pulsed laser irradiating of Cu – implanted Al // Appl. Phys. Lett., 1982, v. 40. p.135-137.

Поступила в редакцию 11.01.2011.