*01;03*

# Анализ кинетического уравнения массопереноса, инициируемого короткими импульсами лазера

© *В.А. Путилин, А.В. Камашев*

Самарский государственный технический университет

*Поступило в Редакцию 9 сентября 1996 г.*

Работа посвящена взаимодействию мощного короткого лазерного излучения с металлической мишенью. Аналитически рассмотрен процесс транспорта атомов вещества из поверхностного слоя в объем полубесконечного образца под действием поля напряжений плоской ударной волны и градиента температуры. Результаты численного расчета для плотности мощности лазерного излучения $10^9$ Вт/см$^2$ и длительности импульса 30 нс хорошо согласуются с результатами выполненных ранее экспериментов.

Высокий темп ввода энергии, характерный для взаимодействия мощного короткоимпульсного лазерного излучения с металлами, и значительные скорости нагрева и охлаждения, достигающие порядка $10^{10}$ К/с, приводят к тому, что внутри материала формируются ударные волны высокого давления и значительные температурные градиенты. Экспериментальному изучению массопереноса при лазерно-индуцированном ударном воздействии посвящены работы [1,2]. Возникает необходимость теоретического анализа кинетического уравнения массопереноса с учетом бародиффузии и термодиффузии.

При определенных допущениях и ограничениях [3] лазерно-индуцированную ударную волну можно считать плоской. Рассмотрим процесс транспорта атомов вещества из поверхностного слоя в объем полубесконечного металлического образца под действием поля напряжений плоской ударной волны и градинета температуры.

Уравнение массопереноса с учетом бародиффузии [4] и термодиффузии можно записать в виде

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial x}\left(D\frac{K_p}{P}\cdot\frac{\partial p}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial x}\left(D\frac{K_T}{T}\cdot\frac{\partial T}{\partial x}\right), \tag{1}$$

где $C$ — концентрация, $D$ — коэффициент диффузии, $P$ — давление, $K_p \cdot D$ — коэффициент бародиффузии, $K_T \cdot D$ — коэффициент термодиффузии.

В операторной форме это уравнение имеет вид

$$\hat{\mathcal{L}}c = 0, \tag{2}$$

где

$$\hat{\mathcal{L}} = -\frac{\partial}{\partial t} + D\frac{\partial^2}{\partial x^2} + D_1\frac{\partial p}{\partial x}\cdot\frac{\partial}{\partial x} + D_1\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + D_2\frac{\partial T}{\partial x}\cdot\frac{\partial}{\partial x} + D_2\frac{\partial T}{\partial x^2},$$

$$D_1 = \frac{DV_0}{kT_0}, \quad D_2 = \frac{DQ_i}{kT_0^2}, \tag{3}$$

$V_0$ — парциальный объем, $k$ — постоянная Больцмана, $T_0$ — абсолютная температура поверхности образца в момент прекращения действия лазерного луча, $Q_i$ — поток тепла.

Уравнение (3) линейное, параболического типа с переменными коэффициентами, решаемое по методу "параметрикса" [4]. Параметрикс в первом приближении можно записать в виде

$$\Gamma(x,t,\zeta,\tau) = Z_0(x,t,\zeta,\tau) + Z(x,t,\zeta,\tau),$$

$$Z_0(x,t,\zeta,\tau) = \frac{1}{\sqrt{4\pi D(t-\tau)}}\left\{\exp\left[-\frac{(x-\zeta)^2}{4D(t-\tau)}\right]\right.$$

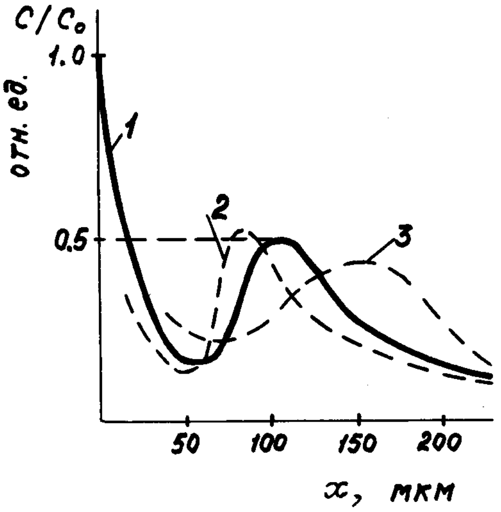
$$\left. + \exp\left[-\frac{(x+\zeta)^2}{2D(t-\tau)}\right]\right\}, \tag{4}$$

$$Z(x,t,\zeta,\tau) = \int\limits_{\tau}^{t}\int\limits_{0}^{\infty} Z_0(x,t,\eta,\sigma)\hat{\mathcal{L}}Z_0(\eta,\sigma,\zeta,\tau)d\eta d\sigma,$$

где $z_0(x,t,\zeta,\tau)$ — фундаментальное решение уравнения Фика для полубесконечного образца. Используя начальные условия:

$$c(x,0) = \begin{cases} c_0, & 0 \leqslant x \leqslant d, \\ 0, & x > d, \end{cases} \tag{5}$$

где $d$ — толщина приповерхностного слоя, в котором равномерно распределено вещество с начальной концентрацией $c_0$, можно найти




Расчетное концентрационное распределение по глубине металлического образца вещества, транспортированного лазерно-индуцируемой ударной волной (кривая *1*), и экспериментально полученные в [2] концентрационные распределения: меди в никеле (кривая *2*) и углерода в железе (кривая *3*).

его концентрационное распределение после лазерного воздействия как функциональную зависимость вида $c = c(x, t)$:

$$c(x,t) = \int \Gamma(x,t,\zeta,0)c(\zeta,0)d\zeta. \tag{6}$$

Для решения уравнения 6 в явном виде импульс давления принимался в виде солитона, а тепловая волна описывалась ступенчатой функцией Хевисайда:

$$P(x,t) = P_0 \mathrm{ch}^{-2}\left(\frac{x - vt - x_s}{x_0}\right), \tag{7}$$

$$T(x,t) = T_0\theta(v_T \cdot t - x), \tag{8}$$

где $v$ и $v_T$ — скорости распространения ударной и тепловой волн.

Результаты численного расчета по уравнению (6) для плотности мощности лазерного излучения $10^9$ Вт/см$^2$ и длительности импульса

30 нс представлены на рисунке. Обнаружен концентрационный пик на глубине порядка 100 мкм, а полная глубина проникновения атомов составляет около 300 мкм, что хорошо согласуется с полученными нами ранее в [2] результатами экспериментальных исследований массопереноса меди в никеле, а также углерода в железе при воздействии лазерно-индуцированной ударной волны.

## Список литературы

[1] *Мазанко В.М., Погорелов А.Е.* // Металлофизика. 1986. Т. 6. В. 4. С. 108–109.
[2] *Бекренев А.Н., Камашев А.В., Путилин В.А.* // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. В. 13. С. 14–15.
[3] *Анисимов С.И., Кравченко В.А.* // Препринт ИТФ АН СССР. 1984. 15 с.
[4] *Крестелев А.И., Бекренев А.Н.* // ФХОМ. 1985. В. 2. С. 58–60.