



# ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ПРОЦЕССОВ НАГРЕВА И КОНВЕКТИВНОГО ИСПАРЕНИЯ МЕТАЛЛА ПРИ ОБРАБОТКЕ ИЗЛУЧЕНИЕМ ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРА

Чл.-кор. НАН Украины **И. В. КРИВЦУН**, **И. Л. СЕМЕНОВ**, инж., **В. Ф. ДЕМЧЕНКО**, д-р техн. наук  
(Ин-т электросварки им. Е. О. Патона НАН Украины)

Предложена математическая модель процессов нагрева, плавления и испарения металла под воздействием импульса сфокусированного лазерного излучения. Модель позволяет описывать тепловые процессы в объеме металла и газодинамические процессы в потоке металлического пара при лазерной обработке с использованием импульсных лазеров. Проведен численный анализ процессов нагрева и конвективного испарения металла при воздействии миллисекундного импульса излучения Nd:YAG-лазера на образец из низкоуглеродистой стали.

*Ключевые слова:* импульсный лазер, лазерное излучение, металл, температурное поле, испарение, металлический пар, Knудсеновский слой, газодинамические процессы, математическая модель

Исследование физических процессов, происходящих при взаимодействии лазерного излучения высокой интенсивности с веществом, играет важную роль в развитии новых технологий лазерной сварки и обработки различных, в первую очередь, металлических материалов [1–4]. Особый интерес для развития таких технологий, как микросварка, гравировка, сверление и прочих, представляет изучение процессов взаимодействия с металлами сфокусированного излучения импульсных и импульсно-периодических лазеров [5–8]. К таким процессам относятся поглощение лазерного излучения металлом, его нагрев, плавление и последующее испарение, сопровождающееся разлетом металлического пара в окружающий газ (конвективный режим испарения). Обычно при анализе конвективного испарения металлов для определения количественных характеристик процесса испарения (плотности, температуры и скорости разлета пара) используют модель, предложенную Ч. Найтом [9]. Данная модель построена в предположении, что течение пара является одномерным и стационарным. Однако при высокоскоростном нагреве металла сфокусированным излучением импульсного лазера оба эти предположения заведомо не выполняются, так как после достижения температуры кипения  $T_b$  в центре пятна нагрева поверхность расплава продолжает нагреваться до температур, намного превышающих  $T_b$ , а поток пара, истекающего из пятна нагрева, получает боковую разгрузку, что нарушает одномерную картину течения, предполагаемую в работе [9]. В настоящей работе проводится анализ применимости различных моделей конвективного

испарения металла в условиях нагрева металлической пластины сфокусированным пучком излучения импульсного лазера (без учета ионизации пара и образования лазерной плазмы).

Рассмотрим процесс нагрева металлической пластины одиночным импульсом сфокусированного лазерного излучения. Полагая пространственное распределение интенсивности излучения симметричным относительно оси пучка, сформируем математическую модель нагрева пластины в осесимметричной постановке. Введем цилиндрическую систему координат так, как показано на рис. 1. Предположим, что интенсивность излучения  $I_0$  распределена равномерно по пятну нагрева радиуса  $R_0$  и остается постоянной в течение импульса. Интенсивность излучения  $I_0$  определяется через полную энергию импульса  $W$ , его длительность  $\tau$  и площадь поперечного сечения пучка на поверхности пластины  $S = \pi R_0^2$  следующим образом:  $I_0 = W/(\tau S)$ .

Для большинства металлов можно пренебречь объемным характером поглощения лазерного излучения. Тогда тепловое воздействие лазерного пучка на металлический образец можно представить в виде поверхностного источника тепла, распределенного по поверхности пластины с плотностью  $q(r)$ :

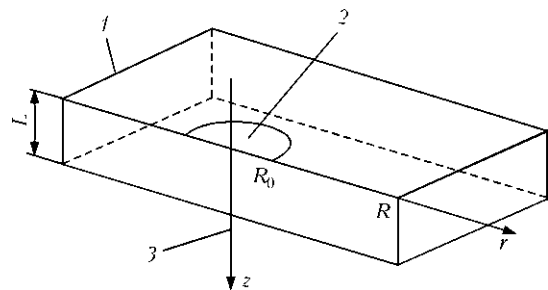


Рис. 1. Схема нагрева металлической пластины лазерным пучком: 1 — пластина; 2 — пятно нагрева; 3 — ось лазерного пучка



$$q(r) = \begin{cases} A(T_s)I_0 & \text{при } r \leq R_0, \\ 0 & \text{при } r > R_0, \end{cases} \quad (1)$$

где  $A(T_s)$  — коэффициент поглощения лазерного излучения, зависящий от температуры поверхности металла  $T_s(r)$ .

Уравнение теплопроводности в образце запишем в виде

$$C(T)\rho(T)\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\lambda(T)\frac{\partial T}{\partial r}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\lambda(T)\frac{\partial T}{\partial z}\right), \quad (2)$$

$$0 < r < R, 0 < z < L, t > 0,$$

где  $C(T)$ ,  $\rho(T)$ ,  $\lambda(T)$  — соответственно эффективная теплоемкость металла (с учетом скрытой теплоты плавления), плотность и коэффициент теплопроводности.

Граничные условия для уравнения (2) запишем в виде

$$\frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0; \quad T(r, L, t) = T(R, z, t) = T_0; \quad (3)$$

$$-\lambda(T_s)\frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} = q - q_{rc} - q_e.$$

Здесь  $q_{rc}(T_s) = \varepsilon\sigma(T_s^4 - T_0^4) + \alpha(T_s - T_0)$  — потери тепла на излучение и теплообмен поверхности с окружающей средой;  $\varepsilon$  — степень черноты поверхности металла;  $\sigma$  — постоянная Стефана–Больцмана;  $\alpha$  — коэффициент теплообмена;  $T_0$  — температура окружающей среды;  $q_e(T_s) = \kappa q_m(T_s)$  — удельный поток тепла, уносимого паром с поверхности расплава;  $\kappa$  — удельная теплота парообразования;  $q_m(T_s) = \bar{\rho}\bar{u}$  — удельный массовый поток пара;  $\bar{\rho}$ ,  $\bar{u}$  — соответственно плотность и скорость металлического пара вблизи испаряющейся поверхности.

Для замыкания задачи (2), (3) требуется использовать модель конвективного испарения металла, позволяющую рассчитывать скорость  $\bar{u}$  и плотность  $\bar{\rho}$ . В рамках модели испарения Найта структуру одномерного дозвукового течения пара можно представить следующим образом (рис. 2): по внешнему газу распространяется ударная волна, за которой движется контактный разрыв, представляющий собой область контакта внешнего газа и расширяющегося металлического пара.

Вблизи испаряющейся поверхности металла существует кнудсеновский слой толщиной порядка нескольких длин свободного пробега, за пределами которого (в газодинамической области течения) устанавливается равновесие по поступательным степеням свободы частиц пара. В работе [9] предложены следующие соотношения, связывающие плотность  $\bar{\rho}$  и температуру  $\bar{T}$  пара на

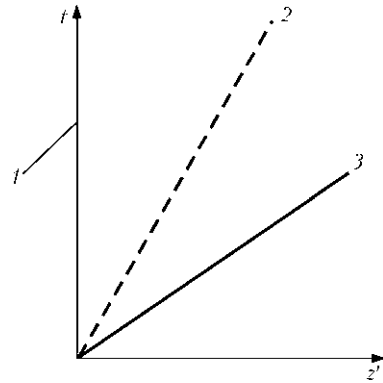


Рис. 2. Схема одномерного разлета пара [9]: 1 — кнудсеновский слой; 2 — контактный разрыв; 3 — ударная волна

границе кнудсеновского слоя с плотностью насыщенного пара  $\rho_s$  и температурой испаряющей поверхности  $T_s$ :

$$\frac{\bar{T}}{T_s} = \left[ \sqrt{1 + \pi \left( \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \frac{m}{2} \right)^2} - \sqrt{\pi} \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \frac{m}{2} \right]^2, \quad (4)$$

$$\frac{\bar{\rho}}{\rho_s} = \sqrt{\frac{\bar{T}_s}{T}} \left[ \left( m^2 + \frac{1}{2} \right) e^{m^2} \operatorname{erfc}(m) - \frac{m}{\sqrt{\pi}} \right] + \frac{1}{2} \frac{T_s}{T} [1 - \sqrt{\pi} m e^{m^2} \operatorname{erfc}(m)]. \quad (5)$$

Здесь  $m = \bar{u} / \sqrt{2\Re\bar{T}} = \sqrt{\gamma/2M}$ ;  $\Re$  — газовая постоянная;  $\gamma = 5/3$  — показатель адиабаты пара, предполагаемого одноатомным идеальным газом;  $M$  — число Маха на границе кнудсеновского слоя.

Давление насыщенного пара находится из уравнения Клайперона–Клаузиуса, а плотность — из уравнения состояния идеального газа  $\bar{p} = \bar{\rho}\Re\bar{T}$ . Скорость  $\bar{u}$  и давление  $\bar{p}$  связаны с плотностью  $\rho_0$  и давлением во внешнем газе через соотношение на ударной волне [9]

$$\bar{u} = \frac{\bar{p} - p_0}{\sqrt{\frac{\rho_0}{2}(\bar{p}(\gamma + 1) + p_0(\gamma - 1))}}. \quad (6)$$

Из соотношений (4)...(6) можно получить одно нелинейное уравнение для определения скорости  $\bar{u}$  (возможность применения сопряженной модели (2)...(6) ограничивается предположением Найта о стационарном характере течения пара).

Рассмотрим задачу нестационарной газовой динамики металлического пара, сохраняя, как и ранее, предположение об одномерной картине течения. Пусть  $Oz'$  — ось цилиндрической системы координат, направленная перпендикулярно поверхности пластины в сторону паровой фазы. При большом числе Рейнольдса (скорость разлета пара по порядку величины составляет 500...700 м/с)



для описания газодинамики парогазовой смеси можно использовать уравнения Эйлера

$$\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial z'} = 0, \quad z' \in [0, H], \quad (7)$$

где  $\vec{U} = (\rho_m, \rho, \rho u, E)$ ;  $F = (\rho_m u, \rho u, \rho u^2 + p, (E + p)u)$ ;  $\rho, u, p$  — соответственно плотность, скорость и давление смеси;  $\rho_m$  — плотность металлического пара;  $E = \rho e + \rho u^2/2$  — энергия смеси;  $e = p/\rho(\gamma - 1)$  — внутренняя энергия.

Уравнения (7) интегрируем при следующих граничных и начальных условиях:

$$\frac{\partial \vec{U}}{\partial z'} \Big|_{z'=H} = 0, \quad t > 0, \quad (8)$$

$$u(0, t) = u_{0+} + \frac{p(0, t) - p_{0+}}{\sqrt{\frac{\rho_{0+}}{2}[p(0, t)(\gamma + 1) + p_{0+}(\gamma - 1)]}}, \quad (9)$$

$$\rho_m(0, t) = \rho(0, t), \quad p(0) = p(0, t)RT, \quad t \geq 0;$$

$$\begin{aligned} p(z', 0) &= p_0, \quad u(z', 0) = 0, \quad \rho(z', 0) = \rho_0, \\ \rho_m(z', 0) &= 0, \quad 0 < z' < H, \end{aligned} \quad (10)$$

где  $p_{0+} = p(+0, t)$ ;  $\rho_{+0} = \rho(+0, t)$ ;  $u_{+0} = u(+0, t)$ .

Плотность  $\rho$  и температура  $T$  при  $z' = 0, t \geq 0$  определяются из условий (4) и (5), полагая  $\bar{\rho} = \rho, \bar{T} = T, \bar{u} = u(0, t)$ .

Для численного решения задачи (2), (3) использовали метод Писмена–Рэкфорда [10] с локальными итерациями по нелинейности в разностном аналоге условия локального баланса энергии на поверхности пластины. Задачу нестационарной газовой динамики (7)...(10) решали методом Годунова 2-го порядка точности [11].

Рассмотрим нагрев пластины из низкоуглеродистой стали одиночным импульсом сфокусированного лазерного излучения со следующими параметрами:  $I_0 = 5 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>,  $\tau = 1$  мс,  $R_0 = 0,1$  мм, что соответствует, например, характерным параметрам режима работы импульсного Nd:YAG-лазера, входящего в состав установки для сварки, резки и глубокой гравировки [12]. Толщина пластины  $L$  и радиус расчетной области  $R$  (см. рис. 1) выбраны следующими:  $L = 1$  мм,  $R = 2$  мм. Теплофизические свойства низкоуглеродистой стали были взяты из работы [13], а соответствующую температурную зависимость коэффициента поглощения лазерного излучения рассчитали по данным работ [14–16] (рис. 3). В качестве испаряемого вещества рассматривали железо, а в качестве атмосферного газа — воздух при нормальных условиях.

Проведем сравнительный анализ решения самосогласованной задачи нагрева (1)...(3) и конвективного испарения металла для двух моделей

газодинамики пара: стационарной [9] и нестационарной (4), (5), (7)...(10) применительно к нагреву пластины импульсом лазерного излучения. Результаты расчета приведены на рис. 4, 5 (время на рис. 4, б, 5 отсчитывается от начала испарения). При выбранных параметрах лазерного импульса температура в центре пятна нагрева достигает температуры кипения за 7 мкс (рис. 4, а) и в течение примерно 80 мкс продолжает повышаться до 3800 °С, после чего остается практически постоянной до конца импульса. В режиме стабилизации температуры поверхности металла тепловой поток за счет лазерного нагрева компенсируется потерями тепла на испарение и отчасти лучистым теплообменом поверхности с окружающей средой.

К моменту времени (относительно начала испарения), когда температура поверхности металла перестает изменяться во времени, ударная волна перемещается на расстояние, значительно превышающее характерный размер области решения газодинамической задачи (например, диаметра пятна нагрева) и не влияет на кинетику процесса испарения металла с поверхности расплава. Если время выхода на стационарное значение температуры поверхности жидкого металла стремится к нулю (бесконечно большая скорость нагрева), то газодинамические характеристики потока (скорость, давление) соответствуют модели Найта. Несмотря на то что в нестационарной модели конвективного испарения эти характеристики отличаются от идеализированной схемы течения Найта (см. рис. 5), значения удельного массового потока пара на границе кнудсеновского слоя, рассчитанные по стационарной и нестационарной моделям испарения, практически совпадают (см. рис. 4, б). Это объясняется тем, что время выхода температуры поверхности на стационарное значение (см. рис. 4, а) намного меньше характерного времени установления газодинамических процессов. Поэтому следует ожидать, что при уменьшении скорости нагрева будет наблюдаться более существенное отличие в структуре течения и со-

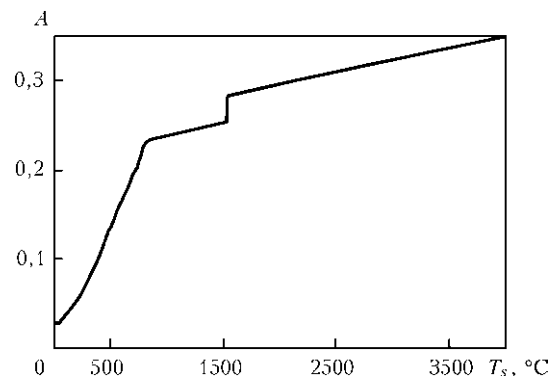


Рис. 3. Температурная зависимость коэффициента поглощения излучения Nd:YAG-лазера на образец из низкоуглеродистой стали

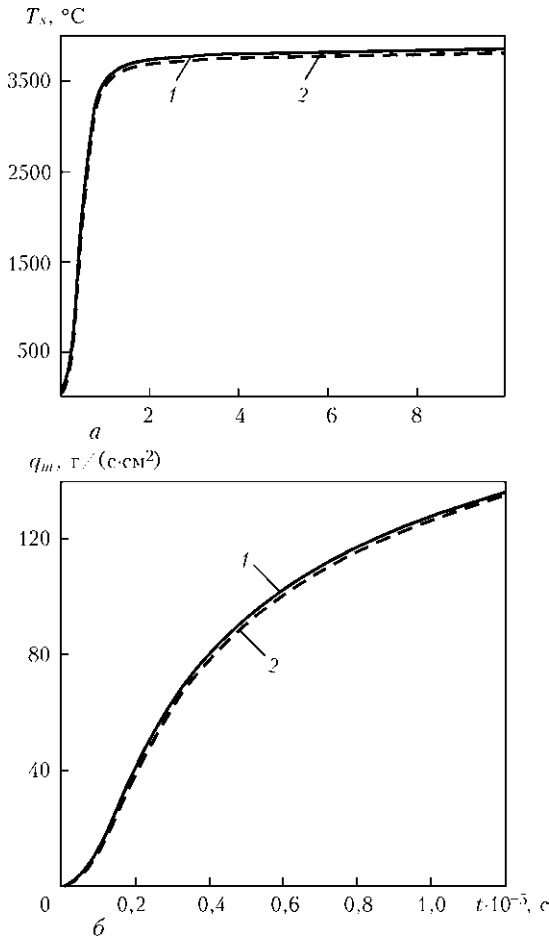


Рис. 4. Динамика изменения температуры металла в центре пятна лазерного нагрева (а) и массового потока пара с поверхности расплава (б): 1 — нестационарная; 2 — стационарная модель

ответственно в значении удельного массового потока  $q_m(t)$ .

В качестве иллюстрации к последнему утверждению рассмотрим нагрев пластины лазерным излучением с меньшей интенсивностью  $I_0 = 7 \cdot 10^5$  Вт/см<sup>2</sup>. В отличие от условий нагрева, рассмотренных выше, при невысоких скоростях нагрева различия между стационарной и нестационарной моделями испарения с точки зрения решения тепловой задачи становятся более существенными (рис. 6). Таким образом, при более низких скоростях нагрева требуется учитывать нестационарный характер газодинамических процессов.

Рассмотренные выше модели справедливы для испарения металла с развитой поверхностью жидкости (с неограниченной плоской поверхностью). При испарении с поверхности пятна небольшого диаметра, как это имеет место при воздействии на металл сфокусированного лазерного излучения, предположение об одномерной структуре газодинамического течения нарушается. Для исследования влияния бокового разлета пара рассмотрим двухмерную задачу газовой динамики для парогазовой смеси в осесимметричной постановке.

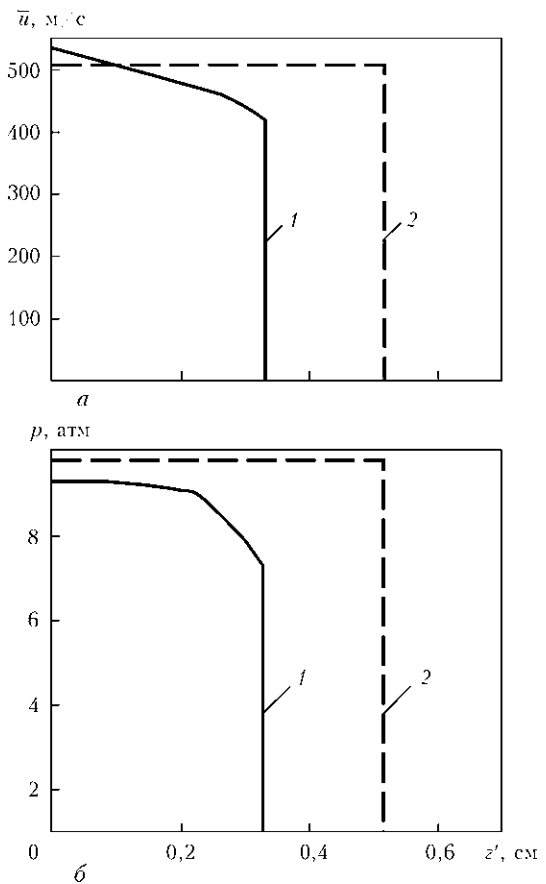


Рис. 5. Распределение скорости движения пара (а) и газодинамического давления (б) в паровой фазе при  $t = 6,7 \cdot 10^{-6}$  с: 1, 2 — то же, что и на рис. 4

Уравнения Эйлера в цилиндрической системе координат  $(r, z')$  имеют вид

$$\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{F}}{\partial r} + \frac{\partial \vec{G}}{\partial z'} = -\frac{\vec{J}}{r} \quad (11)$$

Здесь  $\vec{U} = (\rho_1, \rho, \rho u, \rho v, E)$ ;  $\vec{J} = (\rho_1 u, \rho u, \rho u^2, (E+p)u)$ ;  $\vec{F} = (\rho_m u, \rho u, \rho u^2 + p, \rho uv, (E+p)u)$ ;  $\vec{G} = (\rho_m v, \rho v, \rho uv, \rho v^2 + p, (E+p)v)$ ;  $u, v$  — соответственно аксиальная и радиальная компоненты вектора скорости;

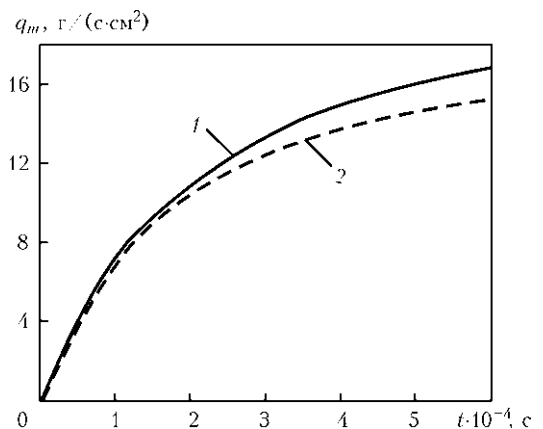


Рис. 6. Изменение массового потока пара во времени при  $I_0 = 7 \cdot 10^5$  Вт/см<sup>2</sup>: 1, 2 — то же, что и на рис. 4



$E = \rho e + (\rho u^2 + \rho v^2)/2$  — энергия смеси;  $e = p/\rho(\gamma - 1)$ .

Уравнение (11) будем интегрировать в области, показанной на рис. 7.

Границы  $\Gamma_4, \Gamma_5$  являются внешними границами области течения,  $\Gamma_3$  — ось симметрии,  $\Gamma_6$  — поверхность металла вне пятна испарения. Кнудсеновский слой на поверхности жидкой металлической ванны моделируется прямоугольным выступом с границами  $\Gamma_1, \Gamma_2$ . На границе  $\Gamma_1$  задается граничное условие, аналогичное (9). Касательная компонента вектора скорости на этой границе определяется из области течения по характеристическим соотношениям. На поверхности металла ставится граничное условие непротекания, на оси течения — условие симметрии, а на внешних границах  $\Gamma_4$  и  $\Gamma_5$  — неотражающие граничные условия. Начальные условия задаются в виде:  $p = p_0, u = 0, v = 0, \rho = \rho_0, \rho_1 = 0$ , где  $p_0, \rho_0$  — давление и плотность атмосферного газа.

Сформулированную задачу двумерной газовой динамики решали методом Годунова 2-го порядка точности (TVD схема). Размеры расчетной области выбирали следующим образом: длина границы  $\Gamma_1$  составляла 0,015 см, толщину кнудсеновского слоя  $\Gamma_2$  принимали равной 0,006 см (исходя из оценки средней длины свободного пробега в атмосферном газе и в парах металла непосредственно над расплавом). Размеры внешних границ расчетной области  $\Gamma_5, \Gamma_6$  принимали равными  $6L_0$ . В качестве внешнего газа рассматривали воздух при нормальных условиях. Температуру испаряющейся поверхности металла принимали постоянной и равной 4000 °С.

Результаты расчетов представлены на рис. 8, 9. При наличии боковой разгрузки парового потока возникает качественно иная картина течения. Скорость на границе кнудсеновского слоя не достигает стационарного значения (как в одномерном случае), а монотонно возрастает, пока число Маха на границе слоя не станет равным единице (рис. 8, б). После этого в области течения пара образуется

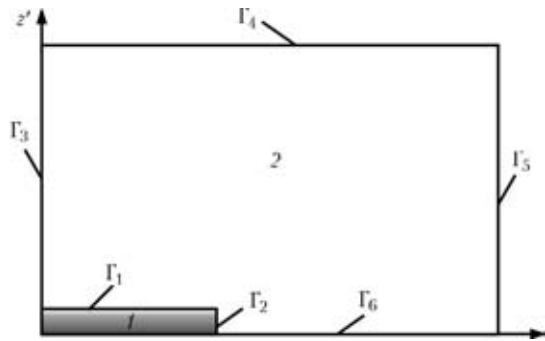


Рис. 7. Схема расчетной области для решения двумерных уравнений газовой динамики: 1 — кнудсеновский слой; 2 — газодинамическая область

стационарный скачок уплотнения, за которым с постоянной скоростью распространяется контактный разрыв. Скачок уплотнения образуется вследствие того, что давление в области между границей кнудсеновского слоя и внешним газом становится меньше атмосферного (область пониженного давления на рис. 8, а). Ударная волна в рассматриваемый момент времени находится на расстоянии 0,075 см от границы кнудсеновского слоя, а область пониженного давления и скачок уплотнения — на расстоянии 0,05 см. Подобная картина течения зафиксирована экспериментально в работе [5] при исследовании воздействия импульсного лазерного излучения на металл. Следует отметить, что аналогичная структура течения наблюдается также при сверхзвуковом истечении газа из сопла в режиме недорасширения.

Рассмотрим условия нестационарного режима нагрева металла лазерным излучением. Время выхода температуры поверхности на стационарное значение примерно на три порядка превышает время, за которое число Маха на границе кнудсеновского слоя становится равным единице. Следовательно, при наличии боковой разгрузки пара задачу о нагреве металла лазерным излучением с достаточно хорошим приближением можно рассматривать, полагая число Маха на границе кнудсеновского слоя равным единице. При этом из

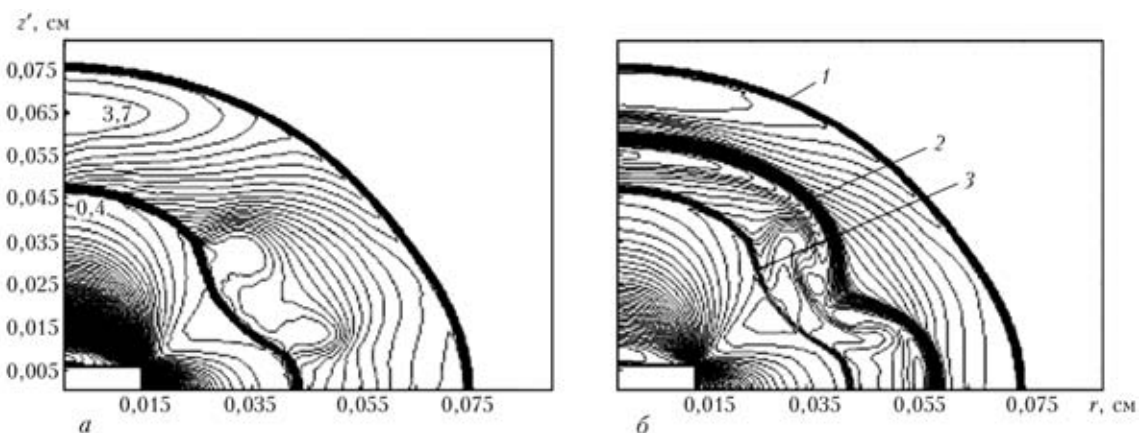


Рис. 8. Изолинии давления  $p/p_0$  (а) и плотности (б) при  $t = 4 \cdot 10^{-7}$  с: 1 — ударная волна; 2 — контактный разрыв; 3 — скачок уплотнения

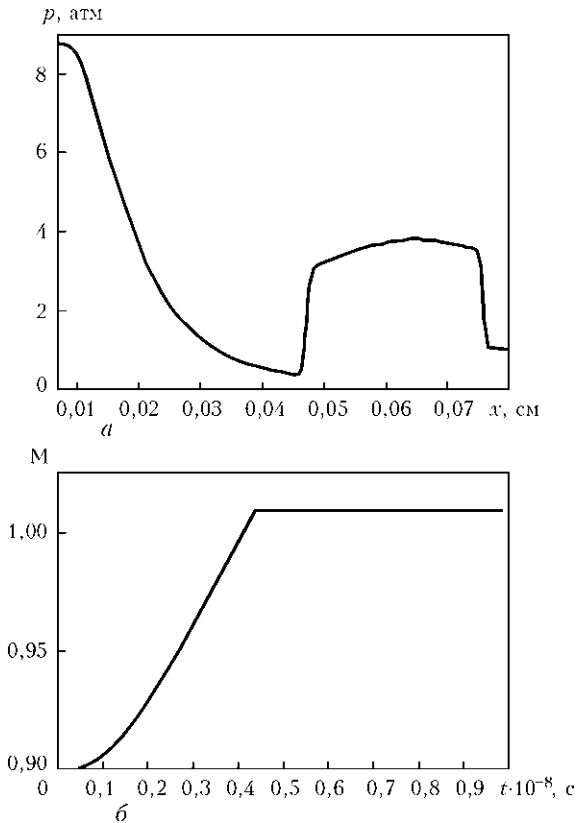


Рис. 9. Распределение давления вдоль оси симметрии при  $t = 4 \cdot 10^{-7}$  с (а) и зависимость максимального числа Маха на границе кнудсеновского слоя от времени (б)

соотношений (4), (5) можно найти массовый поток, не решая задачу газовой динамики.

В заключение следует отметить, что такие важные с точки зрения технологических приложений характеристики, как тепловое состояние металла, плотность массового потока металлического пара, скорость его разлета, потери тепла на испарение и давление реакции отдачи пара, определяются не только условиями нагрева металла, но и газодинамическими процессами, протекающими в паровой фазе. В общем случае для моделирования рассматриваемой ситуации необходимо использовать самосогласованную модель, описывающую тепловые процессы в объеме металла, процессы

тепло-, массопереноса в кнудсеновском слое, а также газодинамические процессы в потоке пара.

1. *Воздействие лазерного излучения на материалы* / Р. В. Арутюнян, В. Ю. Баранов, Л. А. Большов и др. — М.: Наука, 1989. — 367 с.
2. *Веденов А. А., Гладуш Г. Г. Физические процессы при лазерной обработке материалов.* — М.: Энергоатомиздат, 1985. — 208 с.
3. *Дьюли У. Лазерная технология и анализ материалов.* — М.: Мир, 1986. — 504 с.
4. *Действие излучения большой мощности на металлы* / С. И. Анисимов, Я. А. Имас, Г. С. Романов и др. — М.: Наука, 1970. — 272 с.
5. *Неподвижная ударная волна, возникающая при стационарном испарении металла под действием лазерного излучения* / В. А. Батаров, Ф. В. Бункин, А. М. Прохоров и др. // Письма в Журн. эксперим. и теорет. физики. — 1970. — **11**. — С. 113–118.
6. *Gas dynamics of laser ablation: Influence of ambient atmosphere* / A. V. Gusarov, A. G. Gnedovets, I. Smurov // J. Appl. Phys. — 2000. — **88**. — P. 4352–4364.
7. *Ионизационные процессы в лазерной плазме* / Ю. В. Афанасьев, Э. М. Беленов, О. Н. Крохин и др. // Письма в Журн. эксперим. и теорет. физики. — 1969. — **10**. — С. 553–557.
8. *Воробьев В. С. Плазма, возникающая при взаимодействии лазерного излучения с твердыми мишенями* // Укр. физ. журн. — 1993. — **163**, № 12. — С. 51–82.
9. *Найт Ч. Дж. Теоретическое моделирование быстрого поверхностного испарения при наличии противодавления* // Ракетная техника и космонавтика. — 1979. — № 5. — С. 81–86.
10. *Peacemen D. W., Rachford H. H. The numerical solution of parabolic and elliptic differential equations* // J. Soc. Ind. Appl. Math. — 1955. — **3**. — P. 28–41.
11. *Куликовский А. Г., Погорелов Н. В., Семенов А. Ю. Математические вопросы численного решения гиперболических систем уравнений.* — М.: Физматлит, 2001. — 608 с.
12. *Кириченко В. В., Грязнов Н. А., Кривцун И. В. Экспериментальный комплекс для исследования процессов импульсной лазерно-микроплазменной сварки* // Автомат. сварка. — 2008. — № 8. — С. 34–39.
13. *Hu J., Tsai H. L. Heat and mass transfer in gas metal arc welding.* — Pt I: The arc // Int. J. of Heat and Mass Transfer. — 2007. — **50**. — P. 833–846.
14. *Kikuo Uj. Reflectivity of metals at high temperatures* // J. Appl. Phys. — 1972. — **43**, № 5. — P. 2376–2383.
15. *Optical properties of the metals Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, and W in the infrared and far infrared* / M. A. Ordal, L. L. Long, R. J. Bell et al. // Appl. Opt. — 1983. — **22**, № 7. — P. 1099–1119.
16. *Miller J. Optical properties of liquid metals at high temperatures* // Phil. Mag. — 1969. — **20**, № 12. — P. 1115–1132.

Mathematical model of the processes of heating, melting and evaporation of metal under the effect of a focused laser beam pulse is suggested. The model allows describing thermal processes in metal and hydrodynamic processes in a metal vapour flow occurring in laser treatment by using the pulse lasers. Numerical analysis has been conducted to study the processes of heating and convective evaporation of metal with a millisecond pulse of the Nd:YAG-laser beam affecting the low-carbon steel sample.

Поступила в редакцию 08.05.2009