

УДК 621.373.826

СОПРЯЖЕННЫЕ ЗАДАЧИ МЕХАНИКИ СПЛОШНЫХ СРЕД В ПРОЦЕССАХ ГАЗОЛАЗЕРНОЙ РЕЗКИ МЕТАЛЛОВ

О. Б. Ковалев, А. М. Оришич, В. М. Фомин, В. Б. Шулятьев

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 630090 Новосибирск

Предлагается математическая модель газолазерной резки металлических пластин в инертном газе. Образование и течение пленки жидкого расплава металла на фронте реза рассмотрено в рамках уравнений несжимаемого пограничного слоя. На основе полученного аналитического решения выведен локальный закон сохранения энергии на поверхности реза с учетом толщины пленки расплава и зависимости теплофизических параметров металла от температуры. Решена задача о форме и глубине реза в плоской постановке. Проведено сравнение с экспериментальными данными по глубине реза и максимальной скорости резки для углеродистой и легированной сталей.

Введение. Быстрое развитие лазерных методов обработки металлов обусловлено высоким уровнем технологических показателей, таких как точность, локальность действия, скорость и качество обработки. Большинство металлов способно хорошо поглощать излучение от сфокусированного лазерного пучка. Поглощение лазерного излучения металлами сопровождается такими физико-химическими процессами, как нагрев, плавление, испарение, окисление и удаление расплава. В пятне излучения материал может очень быстро разогреться, расплавиться и даже испариться. Энергия лазера поглощается поверхностным слоем металла и распространяется за счет теплопроводности в осевом и радиальном направлениях. Если плотность мощности падающего излучения невелика (менее 10^8 Вт/м²) и скорость поглощения мала по сравнению с теплоотводом, то температура поверхности в пятне излучения ниже температуры плавления. При большой плотности мощности (более 10^{10} Вт/м²) испарение становится преобладающим механизмом удаления материала. Заметим, что из-за малого размера пятна излучения (порядка 10^{-4} м) все процессы достаточно локализованы.

Газолазерная резка (ГЛР) металлов широко применяется при изготовлении деталей машин. При этом возможность ее использования существенно зависит от качества реза (шероховатости, наличия грата, геометрии зоны реза и т. д.). ГЛР включает много взаимосвязанных физических процессов и осуществляется посредством локального плавления металла и удаления расплава газовым потоком. ГЛР является экономичным процессом, не требующим высокой мощности лазера, поскольку для металлов теплота плавления намного меньше теплоты испарения. При использовании окисляющего газа (воздуха или кислорода) происходят химические реакции с выделением дополнительного тепла в поверхностном слое, что также позволяет понизить мощность лазера. При движении лазерного луча по поверхности металлической пластины образуется рез. На фронте реза, подвергаемого воздействию газовой струи и излучения, расплавленный металл течет в виде жидкой пленки. Глубина и чистота (шероховатость) реза зависят от большого числа труднопрогнозируемых параметров. Например, одной из возможных причин образования грата и полос шероховатости на боковых поверхностях реза является неустойчивое, нестационарное движение жидкой пленки.

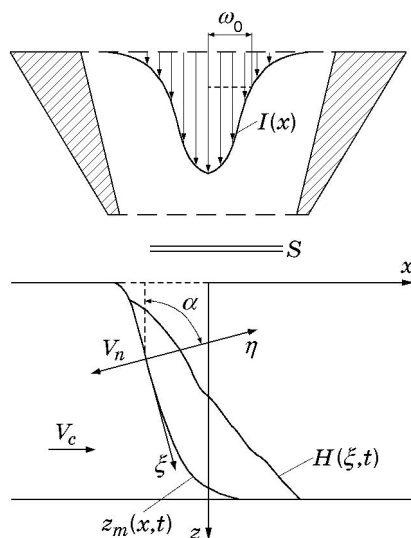


Рис. 1. Схема взаимодействия лазерного луча и струи газа с поверхностью металлической пластины и слоем расплава

С повышением требований к качеству изделий, производимых на лазерных технологических комплексах, возникает необходимость более точного описания происходящих физико-химических процессов. Однако, несмотря на большое количество работ [1–8] в этой области, удовлетворительное описание процессов, характерных для ГЛР металлов, в настоящее время отсутствует.

Для описания реальной картины ГЛР необходимо рассматривать ряд сопряженных задач механики сплошных сред:

- истечение газовой струи и ее динамическое взаимодействие с расплавленным металлом описываются уравнениями газовой динамики или уравнениями Навье — Стокса;
- распространение тепла в твердом теле и плавление металла описываются уравнением теплопроводности и двухфазной задачей Стефана;
- тепловое взаимодействие лазерного излучения с поверхностью, образование расплава металла и его течение в виде жидкой пленки описываются уравнениями несжимаемого пограничного слоя.

Решение указанных уравнений в полной постановке представляется чрезвычайно затруднительным, поэтому в настоящей работе предлагается подход, в котором общая постановка задачи ГЛР разделяется по физическим процессам на подзадачи, каждая из которых при определенных допущениях решается аналитически.

Газовая струя. Схема взаимодействия лазерного луча и струи газа с поверхностью металлической пластины приведена на рис. 1 (S — скачок уплотнения). Система координат (x, z) жестко связана с осью луча. Параллельно лазерному лучу подается струя инертного газа, скорость, плотность и давление которого не изменяются со временем. Постановка и решение задачи о взаимодействии сверхзвуковой газовой струи с пластиной с разрезом сильно осложнены наличием канально-щелевого струйного течения с турбулентными пограничными слоями и системой скачков уплотнения [4]. Поэтому рассматривается упрощенная одномерная постановка задачи, когда диаметр выходного сечения сопла много больше ширины реза. Газодинамические параметры струи постоянны в каждом сечении реза, ориентированном перпендикулярно направлению действия струи. Если известно давление газа в баллоне P_0 и задано давление внешней среды P_a , то параметры газа на срезе

сопла вычисляются по изоэнтропическим формулам [9]

$$P_1 = P_0 \left(1 - \frac{k_g - 1}{k_g + 1} \lambda_1^2\right)^{k_g/(k_g-1)}, \quad \rho_1 = \rho_0 \left(1 - \frac{k_g - 1}{k_g + 1} \lambda_1^2\right)^{1/(k_g-1)}, \quad T_1 = T_0 \left(1 - \frac{k_g - 1}{k_g + 1} \lambda_1^2\right),$$

$$\lambda_1^2 = \frac{k_g + 1}{k_g - 1} \left(1 - \left(\frac{P_a}{P_0}\right)^{(k_g-1)/k_g}\right), \quad V_1 = \lambda_1 a_c, \quad a_c = \sqrt{\frac{2k_g}{k_g + 1} R_g T_*}. \quad (1)$$

Здесь P_1 , ρ_1 , T_1 , V_1 — давление, плотность, температура и скорость газа на выходе из сопла; k_g , R_g — отношение удельных теплоемкостей и постоянная газа; λ_1 — приведенная скорость; a_c — критическая скорость звука; T_* — температура торможения.

В случае, когда истечение сверхзвуковое ($\lambda_1 > 1$), между соплом и пластиной возникает стоячий скачок уплотнения. Параметры за скачком рассчитываются по формулам

$$\lambda_2 = \frac{1}{\lambda_1}, \quad P_2 = P_1 \frac{\lambda_1^2 - (k_g - 1)/(k_g + 1)}{1 - \lambda_1^2(k_g - 1)/(k_g + 1)}, \quad \rho_2 = \rho_1 \lambda_1^2, \quad T_2 = \frac{P_2}{\rho_2 R_g}. \quad (2)$$

При описании движения газа в щели будем считать, что градиент давления $dP/d\xi$ является постоянной величиной, которую можно оценить из уравнения Бернулли $k = -dP/d\xi \approx \Delta P/L = 0,5\rho_2 V_2^2/L$ (L — толщина металлической пластины; ξ — координата, связанная с поверхностью фронта реза). С учетом уравнения неразрывности для газа $\rho V_g = \rho_2 V_2 = \text{const}$ имеем

$$P = P_2 - 0,5\rho_2 V_2^2 \xi/L, \quad V_g = V_2(1 + 0,5\xi/L), \quad \rho = \rho_2/(1 + 0,5\xi/L), \quad T_g = P/(\rho R_g). \quad (3)$$

Таким образом, давление P , скорость V_g , плотность ρ и температура T_g газа в щели рассчитываются по формулам (1)–(3).

Излучение лазера. Рассматривается излучение CO_2 -лазера с длиной волны 10,6 мкм. Плотность интенсивности излучения описывается распределением Гаусса $I(r) = I_0 \exp(-2r^2/\omega_0^2)$, где $I_0 = 2W/(\pi\omega_0^2)$; $r = \sqrt{x^2 + y^2}$; W — мощность лазера; ω_0 — радиус луча. Поглощение излучения зависит от отражательной способности поверхности металла. При описании взаимодействия излучения с металлами используются уравнения Френеля, из которых следует, что коэффициент отражения связан с комплексным показателем преломления $N = n_\omega + ik_\omega$ (n_ω , k_ω — показатель преломления и электрическая проводимость среды), углом падения луча γ и зависит от формы поляризации излучения, параллельной (R_s) или перпендикулярной (R_p) плоскости падения [10]:

$$R_s = \left| \frac{\cos \gamma - (N^2 - \sin^2 \gamma)^{1/2}}{\cos \gamma + (N^2 - \sin^2 \gamma)^{1/2}} \right|^2, \quad R_p = \left| \frac{N^2 \cos \gamma - (N^2 - \sin^2 \gamma)^{1/2}}{N^2 \cos \gamma + (N^2 - \sin^2 \gamma)^{1/2}} \right|^2.$$

В случае круговой поляризации, когда направление вектора напряженности электрического поля периодически изменяется с параллельного на перпендикулярное, коэффициент поглощения излучения вычисляется по формуле $A(\gamma) = 1 - 0,5(R_s + R_p)$.

Течение жидкой пленки. Движение пленки расплава рассматривается в системе координат (ξ, η) , связанной с поверхностью фронта реза $z = z_m(x)$ (рис. 1) следующим образом:

$$\xi = (x + \omega_0) \cos \alpha + z \sin \alpha, \quad \eta = (x + \omega_0) \sin \alpha - z \cos \alpha; \quad (4)$$

$$\cos \alpha = 1/\sqrt{1 + (z_m)'_x^2}. \quad (5)$$

В условиях ГЛР обычно полагается, что толщина стекающей пленки много меньше ширины реза [4]. Действием массовых сил на жидкость можно пренебречь и течение расплава описывать уравнениями несжимаемого пограничного слоя [3, 11]

$$\frac{\partial U}{\partial \xi} + \frac{\partial V}{\partial \eta} = 0; \quad (6)$$

$$\rho_m \left(\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial \xi} + V \frac{\partial U}{\partial \eta} \right) = -\frac{dP}{d\xi} + \mu_m \frac{\partial^2 U}{\partial \eta^2}; \quad (7)$$

$$\rho_m \left(\frac{\partial E}{\partial t} + U \frac{\partial E}{\partial \xi} + V \frac{\partial E}{\partial \eta} \right) = U \frac{dP}{d\xi} + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\rho_m \alpha_m \frac{\partial E}{\partial \eta} \right) + \mu_m \left(\frac{\partial U}{\partial \eta} \right)^2. \quad (8)$$

Здесь U, V — компоненты вектора скорости в направлениях ξ и η соответственно; $E = c_m T$; T — температура; ρ_m, c_m, μ_m — плотность, удельная теплоемкость и вязкость жидкого металла; $\alpha_m = \lambda_m / (\rho_m c_m)$ — температуропроводность.

Для уравнений (6)–(8) зададим граничные условия. Подвижная граница $\eta = 0$, где происходит плавление металла, перемещается по нормали к фронту поверхности реза со скоростью V_n . На ней выполняются условия неразрывности для скоростей жидкости

$$\eta = 0: \quad U(\xi, 0) = V_c \cos \alpha, \quad V(\xi, 0) = V_c \sin \alpha \quad (9)$$

и условия Стефана

$$\eta = 0: \quad \lambda_m \frac{\partial T}{\partial \eta} - \lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial \eta} = \rho_m H_m V_n, \quad T(\xi, 0) = T_s(\xi, 0) = T_m. \quad (10)$$

Здесь λ_m, λ_s — коэффициенты теплопроводности расплавленного и твердого металла; T_s — температура твердого металла; T_m, H_m — температура плавления и теплота фазового перехода; V_c — скорость движения пластины относительно лазерного луча, или скорость резки; V_n — нормальная составляющая скорости движения границы раздела жидкость — твердое тело.

На другой подвижной границе $\eta = H(\xi, t)$ (H — толщина жидкого слоя расплава), являющейся границей раздела жидкость — газ, выполнены условие, описывающее динамическое взаимодействие газа с жидкостью:

$$\eta = H(\xi, t): \quad \mu_m \frac{\partial U}{\partial \eta} = \tau \quad (11)$$

(τ — касательное напряжение на границе раздела жидкость — газ), и условие кинематической совместности

$$\eta = H(\xi, t): \quad \frac{\partial H}{\partial t} + U \frac{\partial H}{\partial \xi} = V. \quad (12)$$

На границе $\eta = H(\xi, t)$ выполнено также условие взаимодействия лазерного излучения с поверхностью жидкости (рис. 1)

$$\mathbf{q} \cdot \mathbf{n} = \lambda_m \nabla T \cdot \mathbf{n}, \quad (13)$$

где $\mathbf{n} = (-\sin \alpha, \cos \alpha)$.

В координатах (x, z) направление потока излучения $\mathbf{q} = (0, q_z)$, где $q_z = (2A(\gamma)W / (\pi\omega_0^2)) \exp(-x^2/\omega_0^2)$, совпадает с осью Oz . Согласно (4), (5) $\mathbf{q} = (q_\xi, q_\eta) = (-q_z \sin \alpha, q_z \cos \alpha)$. С учетом предположения $\partial T / \partial \xi \approx 0$ из (13) получим

$$\eta = H(\xi, t): \quad \lambda_m \frac{\partial T}{\partial \eta} = \frac{2A(\gamma)W}{\pi\omega_0^2} \frac{\cos(\alpha - \varphi)}{\cos \varphi} \exp\left(-\frac{2(\xi \cos \alpha + H(\xi) \sin \alpha - \omega_0)^2}{\omega_0^2}\right). \quad (14)$$

Здесь γ — угол падения луча на поверхность жидкости; $A(\gamma)$ — коэффициент поглощения излучения;

$$\cos \varphi = 1 / \sqrt{1 + H_\xi'^2}, \quad \gamma = \alpha - \varphi. \quad (15)$$

Таблица 1

Материал	T_m , К	H_m , кДж/кг	λ_s^0 , Вт/(м·К)	λ_m , Вт/(м·К)	c_s^0 , Дж/(кг·К)	c_m , Дж/(кг·К)	ρ_s^0 , 10^3 кг/м ³	ρ_m , 10^3 кг/м ³	n_ω	k_ω	Источник
Fe	1808	277	39,0	10,0	628	748	7,8	6,98	7,60	27,0	[15]
Ст. 304	1670	—	—	31,5	707	810	7,9	6,90	6,02	—	[7]
Ст. 304	1800	275	14,9	—	477	—	7,9	—	17,87	28,5	[6]
Fe	1809	272	78,2	—	456	—	7,87	—	—	—	[8]
Fe	1810	276	40,0	9,0	700	—	7,8	—	4,20	12,6	[14, 15]

Уравнениями (6)–(15) описывается течение жидкой пленки, которое поддерживается силовым воздействием газа. На границе жидкость — газ выполняется равенство касательных напряжений. Согласно теории пограничного слоя [11] $\tau = \sqrt{\mu_g^* \rho_g^* V_g^3 / L}$, где ρ_g^* , μ_g^* — плотность и вязкость газа при температуре, равной температуре поверхности пленки. В качестве рабочего газа выбран азот, который считается нейтральным в процессах лазерной резки [1].

Теплопроводность в твердом теле. Как известно [4], масштаб теплопроводности материала в направлении, перпендикулярном оптической оси луча, мал по сравнению с продольным масштабом, что, очевидно, справедливо для тонкой пластины. Поскольку скорость V_n движения границы фазового перехода сравнима по порядку величины со скоростью резки V_c , характерная толщина прогретого слоя материала $\Delta = \alpha_m / V_n \approx \alpha_m / V_c \approx 10^{-4}$ м. Поэтому распространение тепла поперек пластины можно не учитывать. Дополнительно к (6)–(8) в каждой точке ξ в области $\eta \in (-\infty, 0)$ рассмотрим одномерное уравнение теплопроводности

$$c_s(T_s) \rho_s(T_s) \left(\frac{\partial T_s}{\partial t} + V_n \frac{\partial T_s}{\partial \eta} \right) = \frac{\partial}{\partial \eta} \lambda_s(T_s) \frac{\partial T_s}{\partial \eta}, \quad (16)$$

$$\eta = 0: T_s = T_m, \quad \eta = -\infty: T_s = T_0.$$

Теплофизические параметры материала зависят от температуры [12, 13]. При нагреве железа от нормальной температуры до точки плавления его плотность уменьшается на 0,5 % [12], теплоемкость увеличивается на 37 % [13], теплопроводность при нагреве до 1000 К уменьшается на 45 %, а при нагреве до 1700 К — еще на 10 % [12]. В точке фазового перехода теплофизические параметры также изменяются: плотность железа уменьшается на 7 %, теплоемкость увеличивается на 7 %, а теплопроводность уменьшается с 39 Вт/(м·К) при 1400 К до 8 ÷ 10 Вт/(м·К) [13]. Учитывая вышеизложенное, будем использовать значения теплофизических параметров, приведенные в табл. 1, а также зависимости параметров c_s [Дж/(кг·К)], ρ_s [кг/м³], λ_s [Вт/(м·К)] от температуры T_s [7, 13, 14]

$$c_s(T_s) = 477 + 0,233(T_s - T_0), \quad \rho_s(T_s) = 7900 - 0,73(T_s - T_0), \quad \lambda_s(T_s) = 47 - 0,024(T_s - T_0).$$

При заданных постоянных значениях теплофизических параметров расплава ρ_m , c_m , μ_m , α_m , параметров излучения $A(\gamma)$, W , ω_0 , градиента давления в газе k и напряжения τ из уравнений (6)–(16) можно определить толщину пленки $H(\xi)$, скорость плавления V_n и параметры течения U , V , T . При движении луча со скоростью V_c относительно неподвижной металлической пластины угол α зависит от формы фронта поверхности реза $z = z_m(x, t)$ (рис. 1). Связь между скоростью движения поверхности V_n и скоростью резки V_c выражается уравнением кинематической совместности точек поверхности реза

$$\frac{\partial z_m}{\partial t} - V_c \frac{\partial z_m}{\partial x} = -V_n \sqrt{1 + \left(\frac{\partial z_m}{\partial x} \right)^2}. \quad (17)$$

Решение сопряженных задач. Предположим, что действие лазерного излучения непрерывно и скорость движения пластины относительно луча постоянна. Тогда положение поверхности реза, а также течение жидкости и распределение температуры в твердом теле можно считать установившимися. В стационарном случае из (17) получим $V_n = V_c \sin \alpha$. Пренебрегая конвективными членами в уравнениях (7) и (8), запишем уравнения (6)–(16) в стационарном безразмерном виде

$$\frac{\partial u}{\partial \xi'} + \frac{\partial v}{\partial \eta'} = 0, \quad 0 \leq \eta' \leq h; \quad (18)$$

$$\frac{\partial^2 u}{\partial \eta'^2} = -AB; \quad (19)$$

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial \eta'^2} = \text{Pe} v \frac{\partial \theta}{\partial \eta'} + C \text{Pr} \left(ABu - \left(\frac{\partial u}{\partial \eta'} \right)^2 \right); \quad (20)$$

$$\eta' = 0: \quad u = \cos \alpha, \quad v = \sin \alpha, \quad \theta = 1; \quad (21)$$

$$\eta' = h(\xi'): \quad \frac{\partial u}{\partial \eta'} = A, \quad v = 0, \quad u \frac{\partial h}{\partial \xi'} = v; \quad (22)$$

$$\eta' = h(\xi'): \quad \frac{\partial \theta}{\partial \eta'} = \Omega A(\gamma) \frac{\cos(\alpha - \varphi)}{\cos \varphi} \exp(-2(\xi' \cos \alpha + h(\xi') \sin \alpha - 1)^2); \quad (23)$$

$$\frac{\partial}{\partial \eta'} \left(\lambda(\theta_s) \frac{\partial \theta_s}{\partial \eta'} \right) - \varkappa \text{Pe} \sin \alpha \nu(\theta_s) \frac{\partial \theta_s}{\partial \eta'} = 0, \quad -\infty \leq \eta' \leq 0, \quad (24)$$

$$\lambda(\theta_s) = \lambda_s(\theta_s)/\lambda_s^0, \quad \nu(\theta_s) = c_s(\theta_s)\rho_s(\theta_s)/(c_s^0\rho_s^0);$$

$$\eta' = 0: \quad \theta_s = 1; \quad (25)$$

$$\eta' = -\infty: \quad \theta_s = 0, \quad \frac{\partial \theta_s}{\partial \eta'} = 0; \quad (26)$$

$$\eta' = 0: \quad \frac{\partial \theta}{\partial \eta'} - \frac{\lambda_s^0}{\lambda_m} \lambda(\theta_s) \frac{\partial \theta_s}{\partial \eta'} = \text{Pe} \text{Sf} \sin \alpha. \quad (27)$$

Здесь $\xi' = \xi/\omega_0$; $\eta' = \eta/\omega_0$; $h = H/\omega_0$; $u = U/V_c$; $v = V/V_c$; $\theta = (T - T_0)/(T_m - T_0)$; $\theta_s = (T_s - T_0)/(T_m - T_0)$; $A = \omega_0 \tau / (\mu_m V_c)$; $B = k\omega_0 / \tau$; $C = V_c^2 / (c_m(T_m - T_0))$; $\varkappa = \varkappa_m / \varkappa_s^0$; $\text{Pr} = \mu_m / (\rho_m \varkappa_m)$ — число Прандтля; $\text{Pe} = (V_c \omega_0) / \varkappa_m$ — число Пекле; $\text{Sf} = H_m / (c_m(T_m - T_0))$ — число Стефана; $\Omega = 2W / (\pi \omega_0 \lambda_m (T_m - T_0))$ — степень энергетического воздействия излучения. Параметры A , B характеризуют динамику жидкости, C — влияние этой динамики на температуру жидкости.

Таким образом, сопряженные задачи (18)–(27) допускают интегрирование по координате η' в каждой точке ξ' . В результате интегрирования (18), (19) получаем распределения компонент u , v скорости течения

$$u = \cos \alpha + A(\eta' + B(h\eta' - 0,5\eta'^2)); \quad (28)$$

$$v = \sin \alpha - 0,5AB \frac{\partial h}{\partial \xi'} \eta'^2 \quad (29)$$

и соотношение

$$(\xi' - \xi'_0) \sin \alpha = (h - h_0) \cos \alpha + A(h^2 - h_0^2)/2 + AB(h^3 - h_0^3)/3, \quad (30)$$

где h_0 — толщина пленки в начале пограничного слоя ($\xi' = \xi'_0$).

Характерные значения безразмерных параметров в уравнении энергии (20) следующие: $Pr = 10^{-2}$, $Pe = 8$, $A = 10^3$, $B = 20$, $C = 10^{-8}$. Мощность лазерного излучения $W = 600$ Вт, радиус луча $\omega_0 = 70$ мкм. Оценки показывают, что влияние динамики жидкости на изменение температуры по толщине слоя расплава несущественно, им можно пренебречь и положить в (20) $C = 0$. Тогда из первого интеграла (20) следует распределение градиента температуры

$$\frac{\partial \theta}{\partial \eta'} = \Omega Pr A(\gamma) \frac{\cos(\alpha - \varphi)}{\cos \varphi} \exp\left(-2(\xi' \cos \alpha + h(\xi') \sin \alpha - 1)^2 + Pe \sin \alpha \left(\eta' - h - \frac{1}{6} \frac{AB(\eta'^3 - h^3)}{\cos \alpha + A(1 + Bh)h}\right)\right). \quad (31)$$

В то же время первый интеграл (24)–(26) определяет поток тепла в твердом теле

$$\lambda(\theta_s) \frac{\partial \theta_s}{\partial \eta'} = \varkappa Pe \sin \alpha \int_0^1 \nu(t) dt. \quad (32)$$

После подстановки выражений для потоков тепла в условие Стефана (27) получаем соотношение, связывающее углы α , φ , γ с толщиной слоя жидкости h :

$$\Omega Pr A(\gamma) \frac{\cos(\alpha - \varphi)}{\cos \varphi} \exp\left(-2(\xi' \cos \alpha + h(\xi') \sin \alpha - 1)^2 - Pe \sin \alpha \left(h - \frac{1}{6} \frac{ABh^3}{\cos \alpha + A(1 + Bh)h}\right)\right) - \frac{c_s^0 \rho_s^0}{c_m \rho_m} Pe \sin \alpha \int_0^1 \nu(t) dt = Pe S_f \sin \alpha, \quad (33)$$

$$\gamma = \alpha - \varphi, \quad \cos \varphi = 1/\sqrt{1 + h_{\xi'}^2}.$$

В случае бесконечно малой толщины жидкой пленки ($h \approx 0$) имеем $\varphi \approx 0$. Из (33) в размерных переменных находим

$$V_n = 2WA(\alpha) \cos \alpha \exp\left(-\frac{2x^2}{\omega_0^2}\right) / \left[\pi \omega_0^2 \left(\rho_m H_m + c_s^0 \rho_s^0 (T_m - T_0) \int_0^1 \nu(t) dt\right)\right]. \quad (34)$$

Вычисляя из (30) и (33) в каждой точке ξ' значения $h(\xi')$ и $\alpha(\xi')$, получим решение уравнений (28)–(33). На рис. 2 представлены зависимости $H(\xi)$ и $\alpha(\xi)$ для различных значений скорости резки V_c . Давление газа в баллоне $P_0 = 0,5$ МПа, толщина пластины $L = 0,5$ мм, мощность излучения $W = 600$ Вт, радиус луча $\omega_0 = 70$ мкм. На рис. 3 приведены распределения компонент U , V скорости течения жидкости по координате η на нижней границе реза при $\xi = L$, где толщина пограничного слоя максимальна. Видно, что с ростом скорости резки толщина расплава и компоненты скорости течения увеличиваются. На рис. 4 приведено распределение температуры вблизи границы плавления металла. С увеличением скорости резки толщина прогрева твердого материала уменьшается и становится примерно равной 100 мкм при $V_c \geq 160$ мм/с.

Фронт поверхности реза. Если пренебречь толщиной жидкости (согласно рис. 2, a она составляет несколько микрометров), то подстановка V_n из (34) в уравнение кинематической совместности (17) позволяет рассчитать форму поверхности реза $z = z_m(x)$.

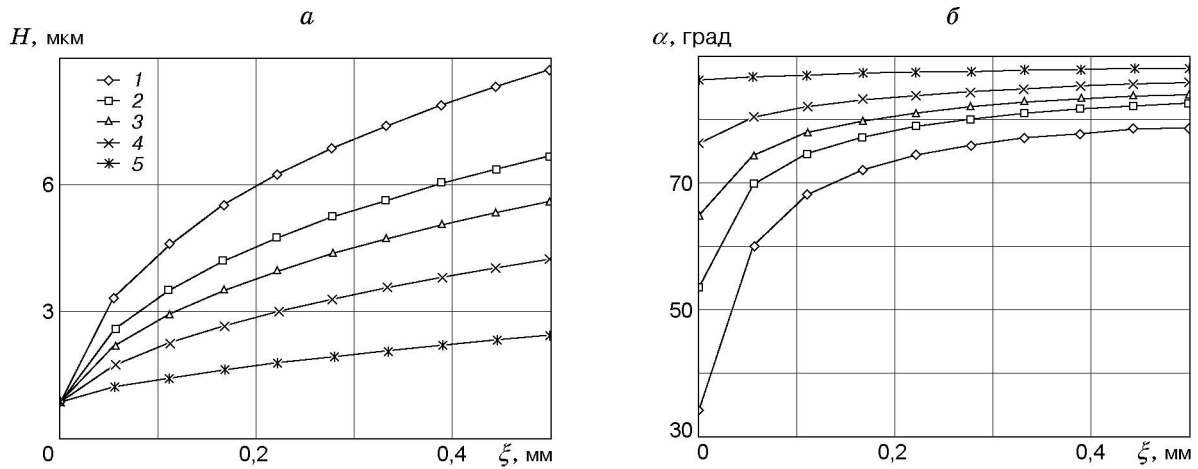


Рис. 2. Зависимость толщины пограничного слоя жидкости $H(\xi)$ (а) и угла $\alpha(\xi)$ (б) от скорости резки V_c :
 1 — $V_c = 500$ мм/с, 2 — $V_c = 250$ мм/с, 3 — $V_c = 160$ мм/с, 4 — $V_c = 80$ мм/с, 5 — $V_c = 20$ мм/с

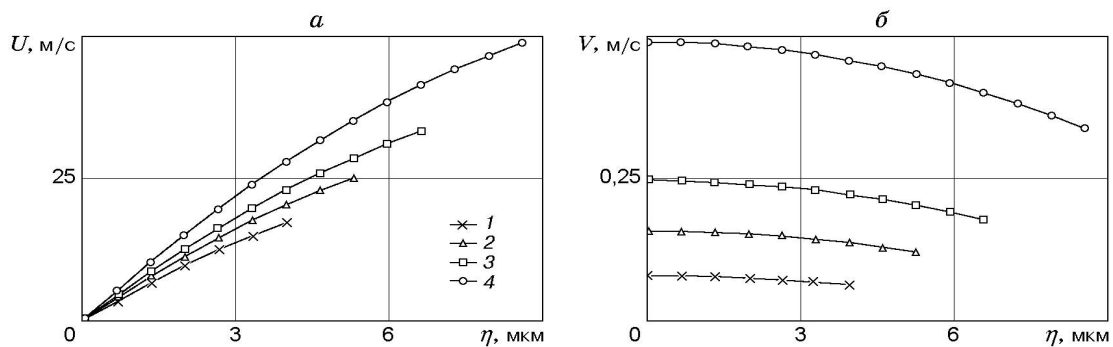


Рис. 3. Распределение компонент скорости жидкости $U(L, \eta)$ (а) и $V(L, \eta)$ (б) по глубине реза:
 1 — $V_c = 80$ мм/с, 2 — $V_c = 160$ мм/с, 3 — $V_c = 250$ мм/с, 4 — $V_c = 500$ мм/с

В безразмерном виде уравнение (17) содержит один параметр σ :

$$\frac{\partial \beta_m}{\partial t'} - \frac{\partial \beta_m}{\partial x'} = -\sigma A(\alpha) \exp(-x'^2), \tag{35}$$

где $x' = x/\omega_0$; $t' = tV_c/\omega_0$; $\beta_m = z_m/\omega_0$; $\cos \alpha = 1/\sqrt{1 + (\beta'_m)^2_{x'}}$; $\sigma =$

$$2W / \left[\pi \omega_0^2 V_c \left(\rho_m H_m + \rho_s^0 c_s^0 (T_m - T_0) \int_0^1 \nu(t) dt \right) \right].$$

Если удельная теплоемкость и плотность материала не зависят от температуры ($c_s \equiv c_s^0$; $\rho_s \equiv \rho_s^0$), то $\int_0^1 \nu(t) dt = 1$. Уравнение (35) с начальным условием $\beta_m(0, x') = 0$ решено

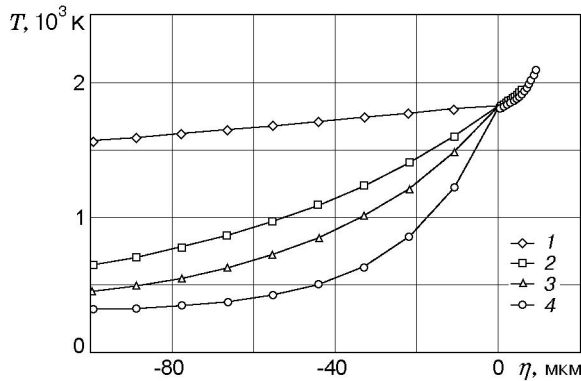


Рис. 4

Рис. 4. Распределения температуры в слое жидкого расплава и твердом теле:
1 — $V_c = 20$ мм/с, 2 — $V_c = 160$ мм/с, 3 — $V_c = 250$ мм/с, 4 — $V_c = 500$ мм/с

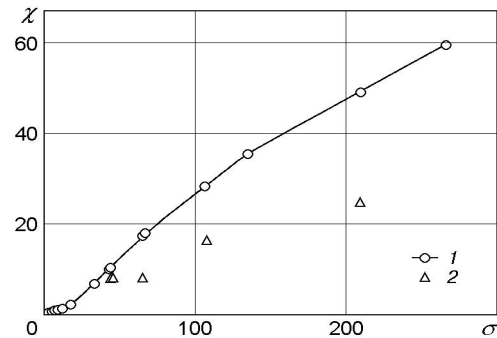


Рис. 5

Рис. 5. Зависимость максимальной глубины реза χ от параметра σ :
1 — расчет, 2 — эксперимент

численно методом установления в области $x' \in [-\chi, \chi]$, где $\chi = L/\omega_0$. На рис. 5 приведена расчетная зависимость максимальной глубины реза χ от безразмерного параметра σ , а также экспериментальные данные.

В экспериментах использовались листы малоуглеродистой ($L = 1, 2, 3$ мм) и электротехнической ($L = 0,5$ мм) сталей. Лазерный источник представлял собой проточный CO_2 -лазер с самофильтрующимся резонатором. Распределение плотности интенсивности пучка излучения близко к распределению Гаусса. Резка производилась лучом с круговой поляризацией. При разрезании малоуглеродистой стали луч фокусировался линзой, изготовленной из селенида цинка, с фокусным расстоянием 190 мм. Для резки электротехнической стали применялся двухлинзовый объектив, оптимизированный для уменьшения сферической аберрации. В качестве сопутствующего газа использовался азот. В экспериментах определялась предельная скорость резки, при этом варьировались толщина листа, мощность излучения и давление сопутствующего газа. Основные параметры процесса и результаты эксперимента представлены в табл. 2.

Анализ экспериментов показал, что параметры χ и σ могут быть использованы для обобщения результатов исследования режимов ГЛР. Сравнение данных экспериментов и расчетной зависимости $\chi(\sigma)$ (рис. 5) показывает их качественное соответствие, особенно для невысоких значений параметров χ , σ , соответствующих малым значениям L и W .

Таблица 2

L , мм	W , Вт	P_0 , атм	ω_0 , мкм	σ	V_c^{\max} , мм/с
0,5	337	10	60	43,5	134,0
0,5	427	10	60	44,0	167,0
0,5	517	10	60	44,4	200,0
1,0	1080	5	120	65,3	71,0
2,0	1080	5	120	107,0	43,4
3,0	1080	5	120	209,0	22,2

Однако с ростом L и W появляется различие. При этом расчетное значение предельной толщины реза L оказывается больше экспериментального, что может быть связано со следующими обстоятельствами.

1. При расчете потерь тепла решалось одномерное уравнение теплопроводности, т. е. вся энергия излучения расходовалась на прогрев вещества в направлении реза. В опытах имели место потери тепла и в боковые стенки, перпендикулярно резу, причем с ростом толщины реза и понижением скорости резки V_c эти потери должны увеличиваться.

2. Расчет процессов ГЛР зависит от большого количества параметров, значения которых неизвестны. Например, непреодолимые трудности возникают при описании взаимодействия излучения с поверхностью расплавленного металла. В опытах с узким и глубоким резом происходит многократное отражение излучения от боковых стенок и поверхности расплава, форму которой трудно предсказать.

3. В расчетах предполагается, что при достижении температуры плавления материал удаляется, поэтому не учитывается перегрев расплава.

4. В расчетах не учитывалось испарение материала, однако согласно [10] затраты энергии на испарение и плавление могут быть сравнимы по величине.

Заключение. Проведено теоретическое и экспериментальное исследование взаимодействия лазерного излучения с поверхностью материала в условиях ГЛР металла. Дан вывод закона сохранения энергии на поверхности реза с учетом толщины жидкой пленки расплава. Численно получена зависимость, которая используется для выбора оптимальных условий резки и параметров излучения. Показана необходимость учета зависимости теплофизических параметров металла от температуры.

Авторы выражают благодарность В. И. Яковлеву за обсуждения и полезные замечания по данной работе, а также С. А. Константинову за участие в проведении экспериментов и помощь в оформлении результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Веденов А. А., Гладуш Г. Г. Физические процессы при лазерной обработке материалов. М.: Энергоатомиздат, 1985.
2. Pawell J. CO₂-laser cutting. L.: Springer-Verlag, 1993.
3. Vicanek M., Simon G., Urbassek H. M., Decker I. Hydrodynamical instability of melt flow in laser cutting // J. Phys. D. Appl. Phys. 1987. V. 20. P. 140–145.
4. Макашов Н. К., Асмолов Е. С., Блинков В. В. и др. Газодинамика резки металлов непрерывным лазерным излучением в инертном газе // Квантовая электроника. 1992. Т. 19, № 9. С. 910–915.
5. Kaczmarek S., Rafa J., Przetakiewicz W., Pawlata A. Theoretical model of the steel sheets cutting with a CO₂-CW technological laser // Optoelectronica. 1993. V. 1, N 3. P. 7–16.
6. Cai L., Sheng P. Analysis of laser evaporative and fusion cutting // J. Manufacturing Sci. Engng. 1996. V. 118. P. 225–234.
7. Strömbeck P., Kar A. Self-focusing and beam attenuation in laser materials processing // J. Phys. D. Appl. Phys. 1998. V. 31. P. 1438–1448.
8. Faroog K., Kar A. Removal of laser-melted material with an assist gas // J. Appl. Phys. 1998. V. 83, N 12. P. 7467–7473.
9. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1976.
10. Stuart E., Rutt H. N. Selection criteria for polarizing mirrors for use in high-power CO₂-lasers // J. Phys. D. Appl. Phys. 1989. V. 22. P. 901–905.
11. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1969.

12. **Физические** свойства сталей и сплавов, применяемых в энергетике: Справ. / Под ред. Б. Е. Неймарка. М.: Энергия, 1967.
13. **Чиркин В. С.** Теплофизические свойства материалов ядерной энергетики. М.: Атомиздат, 1968.
14. **Нестеров А. В., Низьев В. Г.** Особенности резки металлов лазерным лучом с осесимметричной поляризацией // Изв. РАН. Сер. физ. 1999. Т. 63, № 10. С. 2039–2046.
15. **Semak V., Matsunava A.** The role of recoil pressure in energy balance during laser materials processing // J. Phys. D. Appl. Phys. 1997. V. 30. P. 2541–2552.

Поступила в редакцию 28/V 2001 г.
