



## МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ЛАЗЕРНОГО НАПЫЛЕНИЯ КЕРАМИЧЕСКИХ ПОКРЫТИЙ С УЧЕТОМ РАССЕЯНИЯ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА НАПЫЛЯЕМЫМИ ЧАСТИЦАМИ

А. И. БУШМА, инж., Ю. Л. ВАСЕНИН, канд. физ.-мат. наук, И. В. КРИВЦУН, д-р техн. наук  
(Ин-т электросварки им. Е. О. Патона НАН Украины)

Разработана математическая модель для компьютерного моделирования движения и нагрева частиц мелкодисперсных керамических материалов в условиях лазерного напыления покрытий. При определении локальных значений интенсивности излучения вдоль траектории движения отдельной частицы учитывается рассеяние и поглощение лазерного пучка всей совокупностью частиц. Рассчитаны траектории, скорость движения, пространственное распределение и температурные поля мелкодисперсных частиц  $\text{SiO}_2$  в условиях лазерного напыления с использованием  $\text{CO}_2$ -лазера. Показано существенное влияние расхода порошка на распределенные и интегральные характеристики лазерного пучка, а также тепловое состояние напыляемых частиц.

*Ключевые слова:* лазерное напыление, керамические частицы, лазерный пучок, рассеяние, скорость движения, тепловое состояние, моделирование

В современном промышленном производстве все более широкое распространение получают технологические процессы нанесения покрытий с использованием лазерного излучения. Одним из таких процессов является лазерное напыление, заключающееся во введении частиц дисперсного материала в зону лазерного нагрева, их ускорении потоком газа, плавлении и осаждении на поверхности изделия [1–3]. Рассматриваемый процесс может быть реализован с применением лазерного излучения разных длин волн, различных способов и систем фокусировки излучения, а также схем подачи напыляемого порошка в зону нагрева (рис. 1). В частности, при лазерном напылении покрытий из керамических материалов ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,

$\text{SiO}_2$ ,  $\text{ZrO}_2$  и др.) наиболее целесообразно использовать  $\text{CO}_2$ -лазеры, поскольку указанные порошковые материалы поглощают излучение с длиной волны  $\lambda = 10,6$  мкм значительно лучше, чем коротковолновое ( $\lambda = 1,06$  мкм) излучение Nd:YAG-лазеров [4, 5]. Кроме того, в отличие от металлических частиц, поглощающих лазерное излучение в тонком приповерхностном слое, частицы мелкодисперсных диэлектрических (керамических) материалов поглощают его во всем объеме [6], что позволяет обеспечить объемный нагрев и полное проплавление напыляемых частиц, а следовательно, повысить качество получаемого покрытия.

Важными характеристиками процесса лазерного напыления являются траектории, скорость движения и тепловое состояние частиц напыляемого материала, определение которых эксперименталь-

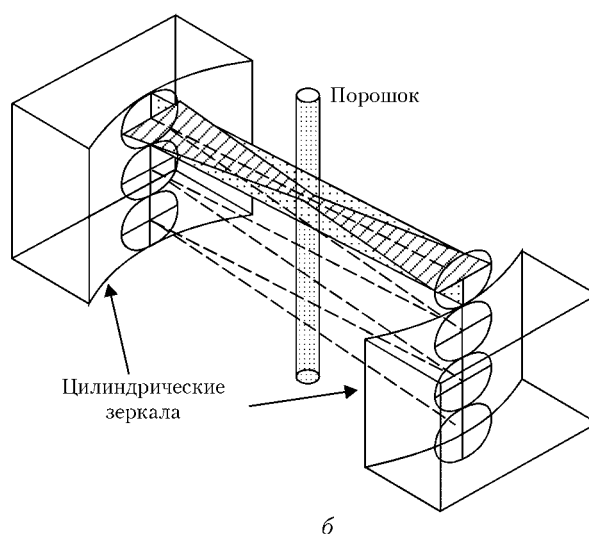
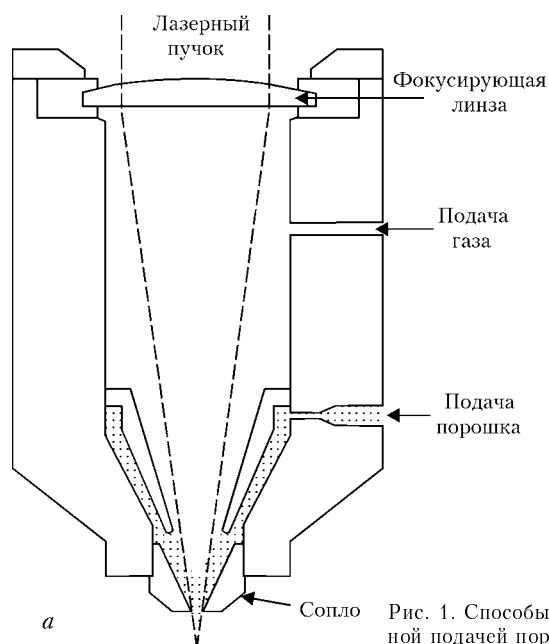


Рис. 1. Способы практической реализации процессов лазерного напыления с коаксиальной подачей порошка в лазерный пучок [2] (а) и лучевую ловушку [3] (б)



ным путем во многих случаях затруднено. Целью настоящей работы является разработка математических моделей и компьютерное моделирование движения и нагрева мелкодисперсных керамических частиц в условиях лазерного напыления покрытий. Следует отметить, что, поскольку в рассматриваемых условиях лазерный пучок распространяется в запыленной среде, при построении математической модели лазерного нагрева отдельной частицы необходимо учитывать поглощение и рассеяние лазерного излучения всей совокупностью частиц.

Рассмотрим процесс лазерного напыления керамических покрытий, реализованный по схеме, представленной на рис. 2. Сфокусированный оптический системой пучок излучения CO<sub>2</sub>-лазера проходит вдоль оси цилиндрического сопла, которое служит для подачи газа, ускоряющего частицы напыляемого материала в сторону изделия. Керамические частицы вводятся в зону обработки через узкую кольцевую щель, расположенную горизонтально и коаксиально оси системы. Пространственные распределения интенсивности лазерного излучения, скорости газа и частиц предполагаются аксиально-симметричными, а сами частицы — сферическими.

Для расчета скорости и траектории движения отдельной (пробной) частицы будем использовать математическую модель, предложенную в работе [7]. В случае, когда струя ускоряющего газа является слаборапыленной и частицы напыляемого материала не взаимодействуют (не сталкиваются) друг с другом, приведенные в указанной работе уравнения движения сферической частицы в газовом потоке с заданным распределением скорости можно использовать для определения текущих значений радиуса-вектора  $\mathbf{r}(t) = (\bar{x}, \bar{y}, \bar{z})$  и скорости  $\mathbf{v}(t) = (\bar{v}_x, \bar{v}_y, \bar{v}_z)$  любой частицы из совокупности напыляемых частиц, которые различаются только условиями ввода в струю, т.е. начальными условиями (здесь и далее все величины записаны в системе координат, изображенной на рис. 2).

При анализе теплового состояния пробной частицы также будем использовать предложенную в [7] модель нагрева сферической керамической частицы в лазерном пучке с известным распределением интенсивности излучения  $S(x, y, z)$ . Для замыкания этой модели необходимо определить пространственное распределение интенсивности лазерного излучения в зоне обработки с учетом многократного рассеяния и поглощения исходного пучка всей совокупностью напыляемых частиц. Предполагая, что рассеяние происходит на дискретных вкраплениях (частицах диэлектрика), размер которых больше длины волны лазерного излучения, и считая, что эффективная комплексная диэлектрическая проницаемость  $\epsilon$  такой запыленной поглощающей среды слабо меняется на расстояниях порядка  $\lambda$ , для нахождения  $S$  будем использовать метод параболического уравнения [8]. С учетом принятого ранее предположения об аксиальной симметрии распределения интенсивности излучения параболическое уравнение для комплексной

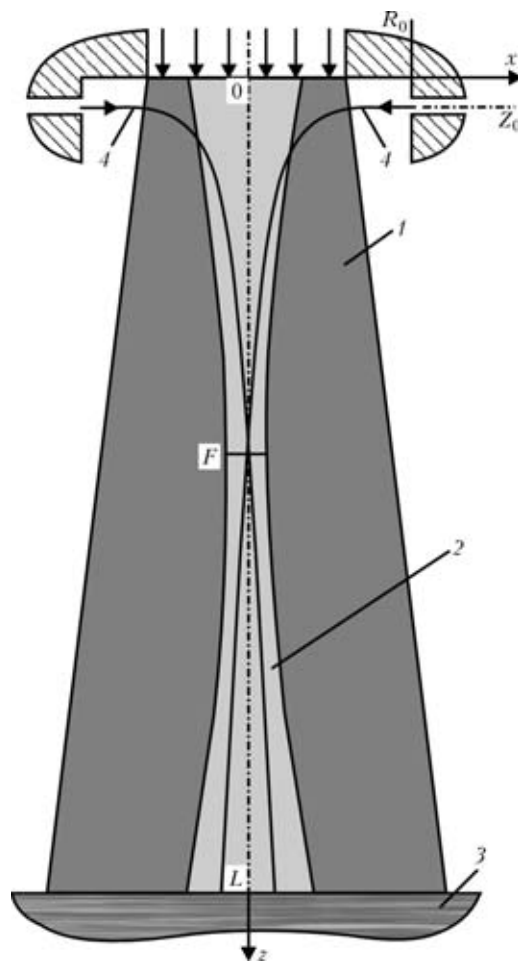


Рис. 2. Схема исследуемого процесса лазерного напыления покрытий: 1 — струя ускоряющего газа; 2 — лазерный пучок; 3 — изделие; 4 — траектории движения напыляемых частиц;  $R_0$ ,  $Z_0$  — координаты точек ввода частиц;  $L$  — дистанция напыления;  $F$  — расстояние фокальной плоскости пучка от среза сопла

амплитуды  $E(r, z)$  электрического поля лазерного пучка, распространяющегося в запыленной среде, запишем в виде

$$-2ik \frac{\partial E}{\partial z} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial E}{\partial r} \right) + k^2(\epsilon - 1)E, \quad (1)$$

где  $i$  — мнимая единица;  $k = 2\pi/\lambda$  — волновой вектор лазерного излучения;  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$  — расстояние от оси системы. Искомая величина  $S(r, z)$  представляет собой среднее по времени значение аксиальной составляющей плотности потока электромагнитной энергии пучка [9]

$$S = \frac{1}{2} \sqrt{\epsilon^0/\mu^0} |E|^2, \quad (2)$$

где  $\epsilon^0$  — диэлектрическая проницаемость вакуума;  $\mu^0$  — универсальная магнитная постоянная.

Начальные (входные) и граничные условия к уравнению (1) можно записать в следующем виде:

$$E|_{z=0} = E^0(r); \quad \frac{\partial E}{\partial r}|_{r=0} = 0; \quad E|_{r=R} = 0,$$

где  $R$  — радиус расчетной области  $\{0 \leq z \leq L; 0 \leq r \leq R\}$ . Для задания явного вида  $E^0(r)$  примем, что через отверстие сопла в зону обработки вво-



дится сфокусированный гауссов пучок излучения (TEM<sub>00</sub>-мода), который в отсутствие порошка имеет минимальную полуширину  $r_F$  в плоскости  $z = F$  (см. рис. 2). Пространственное распределение комплексной амплитуды поля такого пучка, удовлетворяющее уравнению (1) при  $\epsilon = 1$ , определяется выражением из работы [10]

$$E = E_F \frac{r_F}{r_z} \exp \left[ -\frac{r^2}{r_z^2} + i \left( k \frac{r^2}{2R_z} - \varphi_z \right) \right] \quad (3)$$

Здесь

$$\begin{aligned} r_z^2 &= r_F^2 \left[ 1 + \frac{(z-F)^2}{z_F^2} \right]; \quad R_z = (z-F) \left[ \frac{1+z_F^2}{(z-F)^2} \right]; \\ \varphi_z &= \arctg \left( \frac{z-F}{z_F} \right); \quad z_F = \frac{kr_F^2}{2}, \end{aligned} \quad (4)$$

а постоянная  $E_F$  находится из интегрального соотношения для полной мощности излучения

$$Q = 2\pi \int_0^\infty S r dr, \quad (5)$$

что при учете (2) дает

$$E_F = \sqrt{\frac{4}{\pi} \frac{Q^0}{r_F^2} \left( \frac{\mu^0}{\epsilon^0} \right)^{1/2}}, \quad (6)$$

где  $Q^0$  — мощность исходного лазерного пучка. Таким образом, выражения (3), (4) и (6) при подстановке в них  $z = 0$  полностью определяют радиальное распределение амплитуды электрического поля пучка в начальном сечении расчетной области.

Уравнение (1) будем решать методом конечных разностей с учетом пространственного распределения эффективной комплексной диэлектрической

проницаемости запыленной среды  $\hat{\epsilon} = \hat{\epsilon}(r, z)$ , которая может быть представлена в виде [8]

$$\hat{\epsilon} = 1 + 4\pi n P.$$

Здесь  $n(r, z)$  — распределение концентрации напыляемых частиц в пространстве;  $P = \frac{\pi}{6} d^3 p$  — поляризуемость частицы;  $d$  — ее диаметр. Коэффициент поляризуемости  $p$  для керамических (диэлектрических) частиц может быть рассчитан по формуле Лорентц-Лоренца [11]:

$$p = \frac{3}{4\pi} \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 1},$$

где  $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon''$  — комплексная диэлектрическая проницаемость материала частицы.

Для расчета  $n(r, z)$  будем использовать метод индивидуальных траекторий. С этой целью разобьем весь поток напыляемого материала (предполагая, что он монодисперсный) на отдельные траектории, соответствующие частицам с различными направлениями вектора начальной скорости (абсолютное значение начальной скорости для всех частиц предполагается одинаковым, равным  $v_0$ ). При этом будем считать, что из каждой точки кольцевой щели частицы вводятся в зону обработки в направлении оси системы (см. рис. 2), имея случайную ориентацию вектора скорости относительно указанного направления в некотором телесном угле  $\Omega = 2\pi(1 - \cos \vartheta_m)$ , где  $\vartheta_m$  — максимальный угол отклонения. Тогда, учитывая предположение об аксиальной симметрии пространственного распределения напыляемых частиц, для вычисления  $n(r, z)$  достаточно рассмотреть только траектории частиц, вводимых через одну точку щели, и усреднить полученный результат по всем точкам ввода частиц, т. е. по окружности.

Число частиц, инжектируемых в струю ускоряющего газа в единицу времени, определяется соотношением

$$N = \frac{6M}{\pi d^3 \rho},$$

где  $M$  — массовый расход порошка;  $\rho$  — плотность материала. Разделив полученное число на количество рассматриваемых траекторий, получим число частиц  $N_1$ , поступающих в единицу времени на одну траекторию. Рассчитав время  $\tau_j$ , необходимое частице для достижения поверхности изделия при движении по  $j$ -й траектории ( $j = 1, 2, \dots, J$ , где  $J$  — количество рассматриваемых траекторий), можно найти число частиц  $N_1 \tau_j$ , одновременно находящихся на указанной траектории, а также их координаты. Затем, выбрав сетку в цилиндрической системе координат, определяем соответствующее данной траектории число частиц в каждой ячейке выбранной сетки. И наконец, разделив это число на объем цилиндрической ячейки и суммируя соответствующие результаты для всех рассматриваемых траекторий, находим искомую величину  $n(r, z)$ .

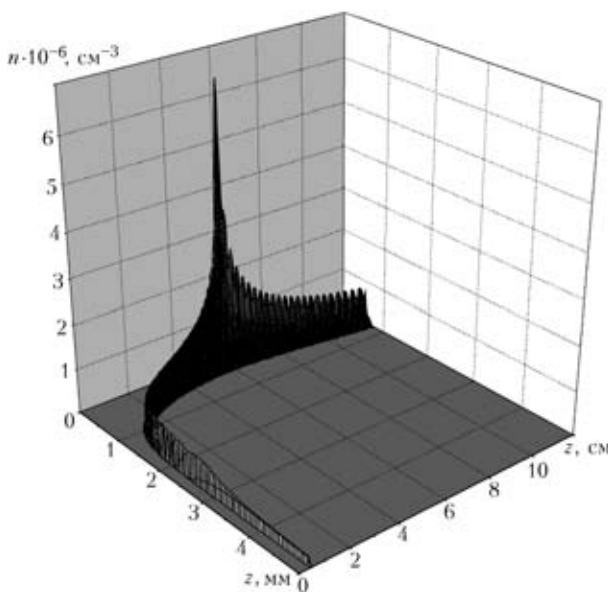


Рис. 3. Пространственное распределение концентрации частиц напыляемого материала (SiO<sub>2</sub>), ускоряемых струей газа

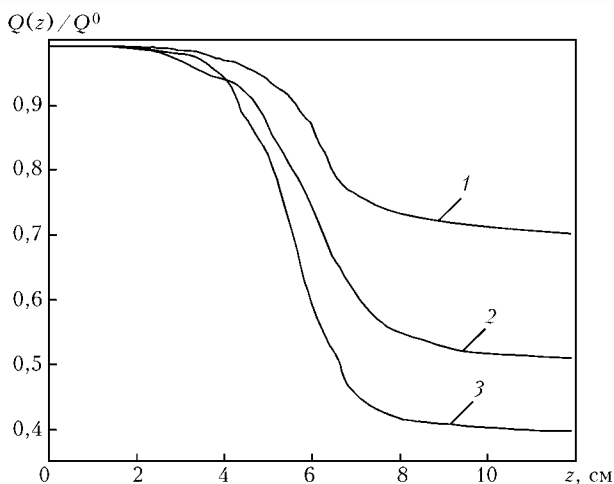


Рис. 4. Влияние расхода  $M$  порошка на ослабление пучка за счет поглощения лазерного излучения напыляемыми частицами: 1 —  $M = 0,5$ ; 2 —  $1,0$ ; 3 —  $1,5$  кг/ч

На рис. 3 представлено вычисленное таким образом пространственное распределение концентрации частиц  $\text{SiO}_2$  ( $d = 20$  мкм), вводимых в поток ускоряющего газа, как показано на рис. 2 ( $R_0 = Z_0 = 5$  мм) при  $v_0 = 9$  м/с,  $\vartheta_m = 5^\circ$ . В качестве такого газа взят аргон, затопленная струя которого истекает из цилиндрического сопла диаметром 6 мм при расходе газа  $G = 47$  л/мин (указанные значения параметров выбраны исходя из условия, что частицы с нулевым углом отклонения от основного направления ввода в каждой точке кольцевой щели пересекают ось лазерного пучка в фокальной плоскости  $z = F$ ). Приведенные на рис. 3 расчетные данные соответствуют массовому рас-

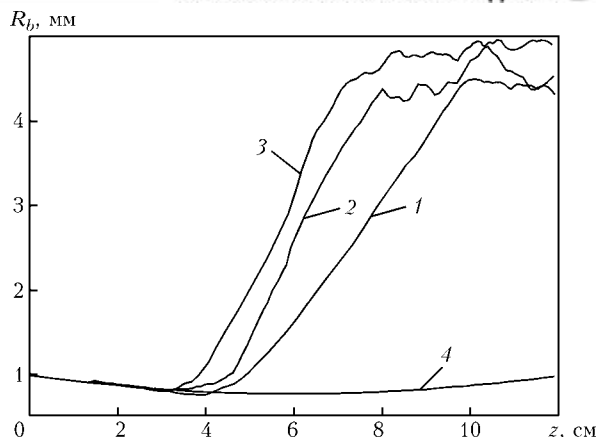


Рис. 5. Изменение эффективного радиуса  $R_b$  лазерного пучка при его рассеянии частицами напыляемого материала ( $\text{SiO}_2$ ) с  $d = 20$  мкм: 1–3 — см. рис. 4; 4 —  $M = 0$  (радиус исходного пучка)

ходу порошка  $M = 1$  кг/ч и получены при  $J = 100$  (дальнейшее увеличение количества рассматриваемых траекторий не приводит к заметному улучшению точности расчетов). Следует отметить, что в рамках используемой модели слабозапыленной газовой струи изменение расхода напыляемого материала сводится просто к пропорциональному изменению  $n(r, z)$ .

Влияние расхода порошка на интегральные и распределенные характеристики сфокусированного лазерного пучка, взаимодействующего со всей совокупностью напыляемых частиц в рассматриваемых условиях, представлено на рис. 4–6. В частности, на рис. 4 показано ослабление гауссова пучка ( $Q^0 = 5$  кВт,  $F = 6$  см,  $r_F = 0,5$  мм) за

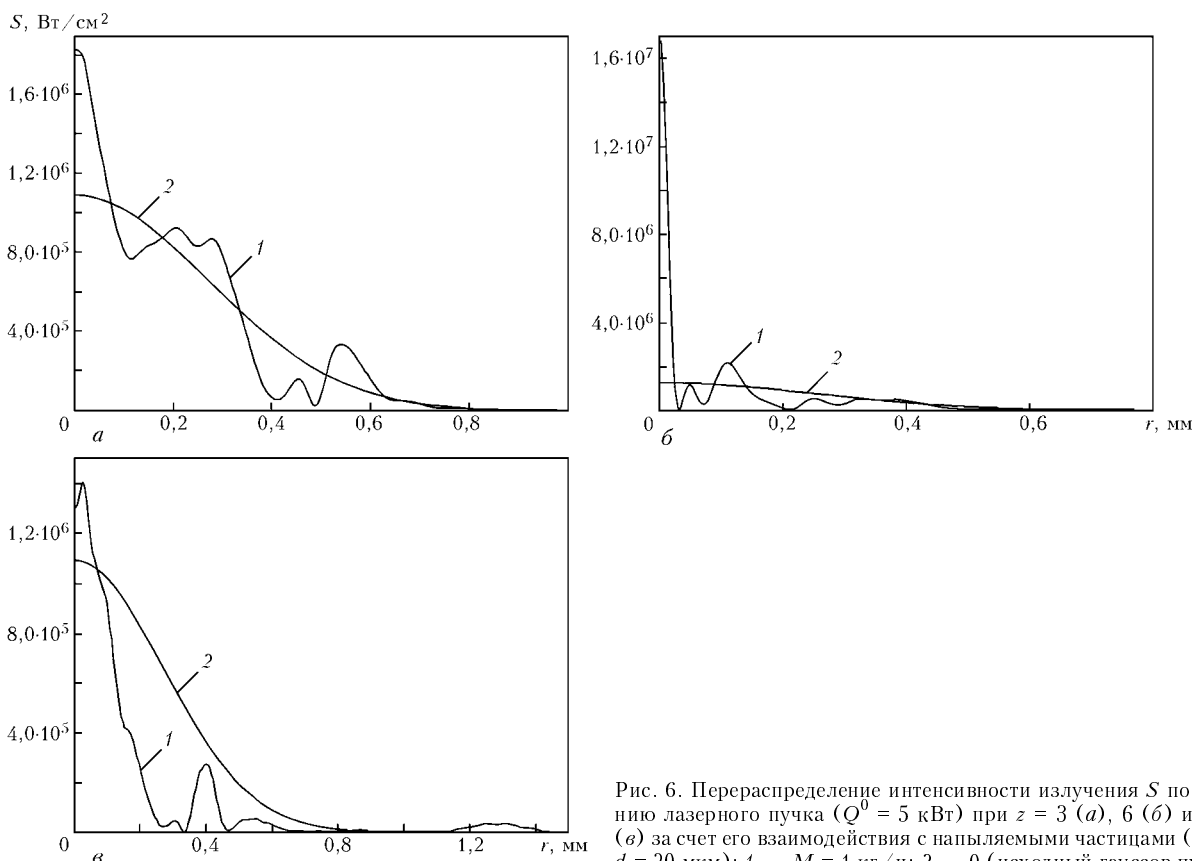


Рис. 6. Перераспределение интенсивности излучения  $S$  по сечению лазерного пучка ( $Q^0 = 5$  кВт) при  $z = 3$  (а), 6 (б) и 9 см (в) за счет его взаимодействия с напыляемыми частицами ( $\text{SiO}_2$ ,  $d = 20$  мкм): 1 —  $M = 1$  кг/ч; 2 — 0 (исходный гауссов пучок)

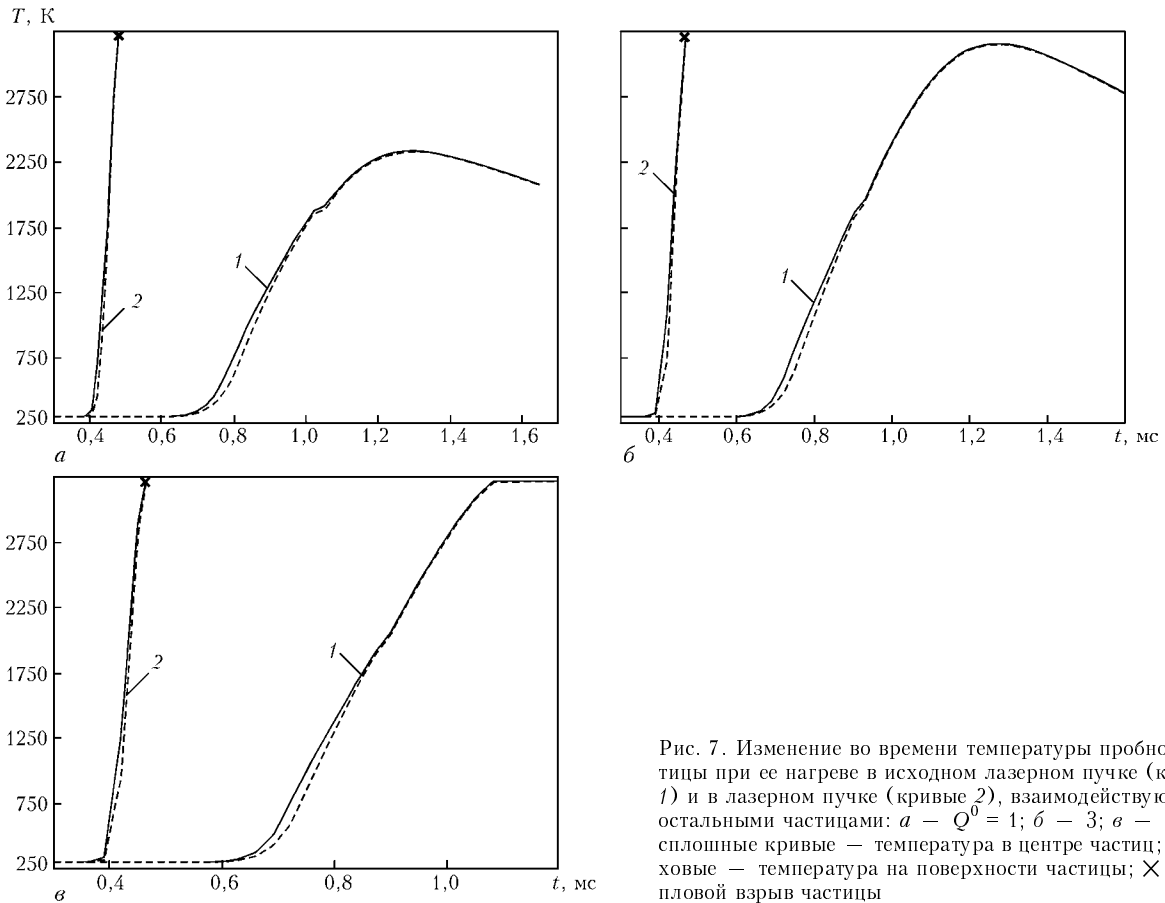


Рис. 7. Изменение во времени температуры пробной частицы при ее нагреве в исходном лазерном пучке (кривые 1) и в лазерном пучке (кривые 2), взаимодействующем с остальными частицами: а —  $Q^0 = 1$ ; б — 3; в — 5 кВт; сплошные кривые — температура в центре частицы; штриховые — температура на поверхности частицы; X — тепловой взрыв частицы

счет его поглощения частицами напыляемого материала. Как следует из рисунка, полная мощность лазерного излучения  $Q(z)$ , вычисляемая путем подстановки решения уравнения (1) в выражения (2) и (5), начинает заметно убывать при  $z > 3$  см, причем скорость ее убывания увеличивается вместе с расходом порошка. В результате при выбранной дистанции напыления  $L = 12$  см мощность излучения, достигающего поверхности изделия, существенно зависит от  $M$  и может быть более чем в 2 раза ниже  $Q^0$ . Это необходимо учитывать не только при моделировании нагрева частиц в условиях лазерного напыления покрытий, но и при оценке теплового воздействия лазерного излучения на поверхность изделия.

Наряду с поглощением лазерного излучения напыляемыми частицами, весьма существенным фактором является его рассеяние при распространении в запыленной среде. Так, например, рассеяние сфокусированного гауссова пучка с параметрами  $F = 6$  см,  $r_F = 0,5$  мм совокупностью рассматриваемых частиц при  $z > 3$  см приводит к значительному увеличению эффективного радиуса пучка  $R_b(z)$ , определяемого как радиус окружности, в пределах которой сосредоточено 99 % мощности лазерного излучения по сравнению с соответствующим радиусом исходного пучка (см. рис. 5). Кроме того, рассеяние лазерного излучения вместе с его поглощением частицами напыляемого материала вызывает весьма существенное перераспределение интенсивности излучения (рис. 6). В частности, результирующая плотность

мощности на оси пучка при  $z = F$  более чем в 10 раз может превышать максимальное значение  $S$  для исходного лазерного пучка (рис. 6, б). Это обстоятельство необходимо учитывать при анализе процесса нагрева порошка в условиях лазерного напыления покрытий.

Для оценки влияния рассмотренного перераспределения интенсивности лазерного излучения на тепловое состояние частиц  $SiO_2$  ( $d = 20$  мкм) в условиях лазерного напыления проведен сравнительный численный анализ нагрева одной (пробной) частицы в исходном лазерном пучке ( $F = 6$  см,  $r_F = 0,5$  мм), т. е. при  $M = 0$ , а также с учетом его поглощения и рассеяния всей совокупностью напыляемых частиц при  $M = 1$  кг/ч. В качестве пробной выбрана частица, которая вводится в зону обработки перпендикулярно оси  $Oz$  и пересекает ее в плоскости  $z = F$  (см. рис. 2). Зависимости температуры в центре такой частицы и температуры на ее поверхности от времени представлены на рис. 7.

Как и следовало ожидать, максимальная температура частицы, достигаемая при нагреве в исходном лазерном пучке, повышается с увеличением его мощности (кривые 1, рис. 7). При учете взаимодействия пучка с остальными частицами пробная частица нагревается до температуры кипения значительно быстрее. Это сопровождается тепловым взрывом частицы [6, 7], который происходит при  $z \approx 4$  см даже в случае малых значений  $Q^0$  (кривые 2, рис. 7). Причиной этого является повышение интенсивности лазерного излучения вли-



зи оси пучка в результате его рассеяния в запыленной среде (см. рис. 6). Таким образом, варьируя расход и условия ввода порошка в зону обработки, т. е. изменяя  $n(r, z)$ , а следовательно, и пространственное распределение интенсивности лазерного излучения, взаимодействующего с напыляемыми частицами, можно локально управлять их нагревом, плавлением, а также дроблением, происходящим в результате теплового взрыва. Это позволит повысить эффективность рассматриваемого процесса не за счет увеличения дорогостоящей мощности лазерного излучения, а за счет целенаправленного ее перераспределения и оптимального использования для нагрева напыляемых частиц.

В целом результаты проведенного в настоящей работе математического моделирования процесса лазерного напыления керамических покрытий свидетельствуют о необходимости учета поглощения и рассеяния лазерного излучения напыляемым материалом при анализе теплового состояния частиц, формирующих покрытие.

1. Pawlowski L. Thick laser coatings: A rev. // J. of Thermal Spray Technology. — 1999. — 8, № 22. — P. 279–295.
2. Laser-processed composite metal cladding for slurry erosion resistance / T. R. Tucker, A. H. Clauser, I. G. Wright et al. // Thin Solid Films. — 1984. — 117. — P. 73–84.

Mathematical model has been developed for computer simulation of movement and heating of particles of finely dispersed ceramic materials under conditions of laser coating. Scatter and absorption of the laser beam by the whole of the particles are allowed for in estimation of local values of the intensity of radiation along the path of movement of an individual particle. The paths, velocities, spatial distributions and temperature fields of fine SiO<sub>2</sub> particles under conditions of laser spraying using CO<sub>2</sub>-laser have been calculated. It is shown that powder consumption has a substantial effect on distributed and integral characteristics of the laser beam, as well as on thermal state of the spray particles.

3. Kindler H., Volz R., Huonker M. Ein neues verfahren zum laserbeschichten // Proc. of the 6th European conf. on laser treatment of materials, Germany, Stuttgart, 1996. — Stuttgart, 1996. — Vol. 1. — P. 447–454.
4. Золоторев В. М., Морозов В. Н., Смирнова Е. В. Оптические постоянные природных и технических сред: Справочник. — Л.: Химия, 1984. — 215 с.
5. Bushma A. I., Krivtsun I. V. Peculiarities of absorption and scattering of different wavelength laser radiation by fine spherical particles // Laser technologies in welding and materials processing: Proc. of the Intern. conf., May 19–23, 2003, Katsiveli, Crimea, Ukraine. — Kiev: E. O. Paton Electric Welding Inst. of the NAS of Ukraine, 2003. — P. 103–107.
6. Бушма А. И., Кривцун И. В. Особенности нагрева мелкодисперсных керамических частиц лазерным излучением // Физика и химия обраб. материалов. — 1992. — № 2. — С. 40–48.
7. Борисов Ю. С., Бушма А. И., Кривцун И. В. Моделирование движения и нагрева частиц порошка при лазерном, плазменном и гибридном напылении // Доп. НАНУ. — 2005. — № 1. — С. 86–94.
8. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Титарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. II: Случайные поля. — М.: Наука, 1978. — 463 с.
9. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. — М.: Наука, 1982. — 620 с.
10. Ярич А. Квантовая электроника. — М.: Сов. радио, 1980. — 488 с.
11. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. — М.: Наука, 1973. — 719 с.

Поступила в редакцию 12.02.2005

## «МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ОБРАБОТКИ МАТЕРИАЛОВ ЛАЗЕРОМ» (19-й семинар)

18–20 января 2006 г.

г. Инсбрук, Австрия

На семинаре будут рассмотрены вопросы численного и аналитического моделирования физических процессов, протекающих при сварке, резке, поверхностной обработке и других родственных процессах, использующих в качестве источника энергии лазерное излучение.

По вопросам участия в семинаре следует обращаться в Оргкомитет:

проф. Александр Каплан  
 Университет технологий, Люлея, Швеция.  
 E-mail: alexander.kaplan@ltu.se  
 fax: +46 920 492 228  
 tel: +46 920 491 733

