

УДК 533.95

## Расчет тепловых потоков переизлучения плазменного факела при воздействии на конденсированную мишень лазерного излучения

*В. В. Руденко*

ФГУ "12 ЦНИИ МО РФ", г. Сергиев-Посад-7, Московская обл., Россия

E-mail: jasmin@spnet.ru

*Рассмотрена задача лазерного напыления с учетом переноса теплового излучения внутри и снаружи лазерного факела в многогрупповом приближении. Приведены результаты расчетов потоков энергии теплового излучения лазерного факела на мишень в дальней и ближних зонах в зависимости от времени и характера воздействия. Показано, что поглощение тепловых потоков в подложке и мишени в случае процессов лазерного напыления способно привести к их существенному нагреванию. Приведена возможность диагностики потоков теплового излучения из лазерного факела с помощью фотоприемных устройств.*

PACS: 52.38.-r; 52.50.Jm

### Введение

При воздействии мощного лазерного излучения на конденсированные среды с плотностью потока, превышающей  $10^{10}$ — $10^{11}$  Вт/м<sup>2</sup>, у поверхности мишени образуется лазерный факел в виде потока плазмы, состоящей из продуктов разрушения мишени. Попадание потока такой лазерной плазмы на твердую подложку с последующим осаждением на нее называется "лазерным напылением", которое может использоваться в технологических целях. Указанный процесс, как правило, реализуется в условиях острой фокусировки лазерного излучения на мишень, и при небольших размерах лазерного факела (порядка сантиметров) температура в нем может достигать нескольких десятков тысяч

градусов [1, 2]. Нагретая в процессе лазерного воздействия плазма сама начинает излучать в широком диапазоне спектра. Это излучение будет попадать как на поверхность мишени, так и на подложку, нагревая их и тем самым влияя на процесс напыления. Для адекватного моделирования газодинамических процессов в лазерном факеле с учетом напыления необходимо использовать нестационарную модель многотемпературной радиационной газодинамики [3—5] совместно с уравнением теплопроводности. Решение такой системы уравнений вызывает большие трудности как математического характера, так и связанные с полным учетом реальных физических свойств веществ во время лазерного воздействия (уравнений

состояния, коэффициентов отражения и поглощения и т. п.).

В упрощенной постановке задачи указанные процессы рассматривались в работах [1, 2, 6, 7], однако влияние теплового переизлучения лазерного факела на процесс лазерного напыления в этих работах не учитывалось. В работах [4, 5] процесс лазерного воздействия (без лазерного напыления) рассматривался с учетом переизлучения внутри лазерного факела, однако в них отсутствовали оценки теплового переизлучения за его пределами, необходимые для анализа влияния воздействия теплового переизлучения плазмы на процесс лазерного напыления. В работах [8, 9] присутствует оценка потока теплового излучения плазмы на мишень в области под лазерным факелом без рассмотрения процесса лазерного напыления на основе изотермической газодинамической модели, область применения которой существенно ограничена. В литературе практически отсутствуют расчеты параметров теплового излучения лазерного факела за его пределами в ближней и дальней зонах.

В данной статье в рамках двухмерной модели в осесимметричной постановке решается задача о лазерном напылении с учетом теплового переизлучения плазмы как внутри лазерного факела, так и снаружи. Решение уравнения переноса для теплового излучения внутри лазерного факела находится в многогрупповом диффузионном приближении [10], а за его пределами — непосредственно на основе решения уравнения переноса с граничными условиями, полученными на границе лазерного факела также в диффузионном приближении.

Кроме того, рассмотрены и обсуждены возможности дополнения упрощенных газодинамических моделей (например, на основе метода газодинамического расчета адиабатического разлета плазмы [8, 9]) уравнениями, описывающими распространение теплового излучения лазерного факела.

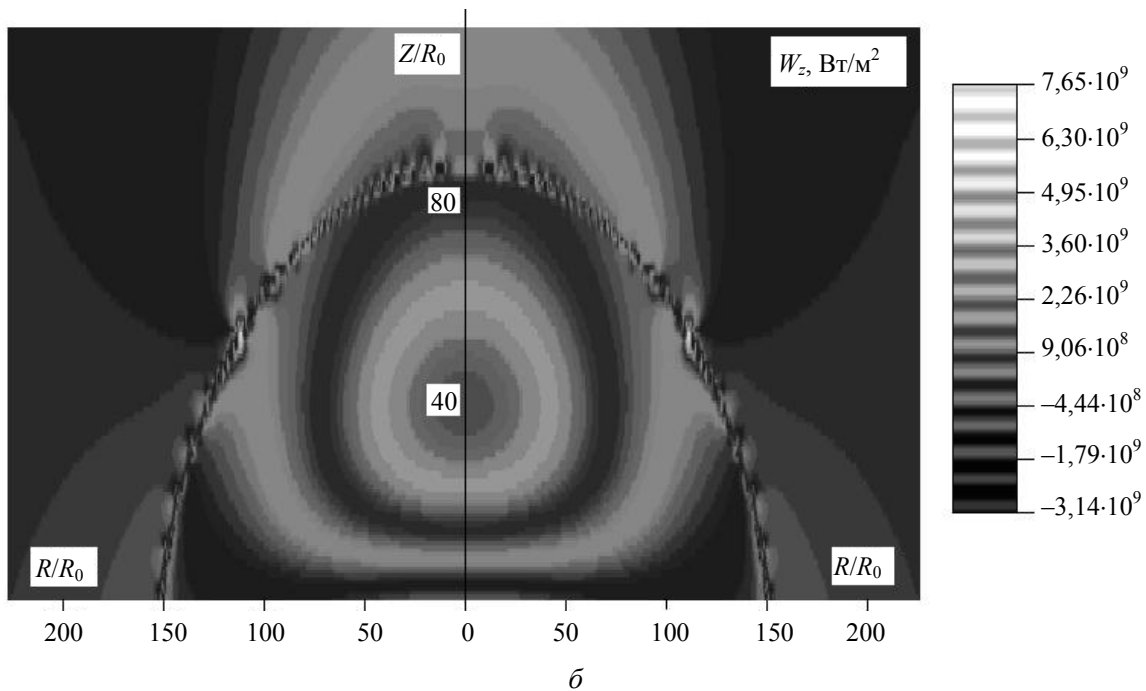
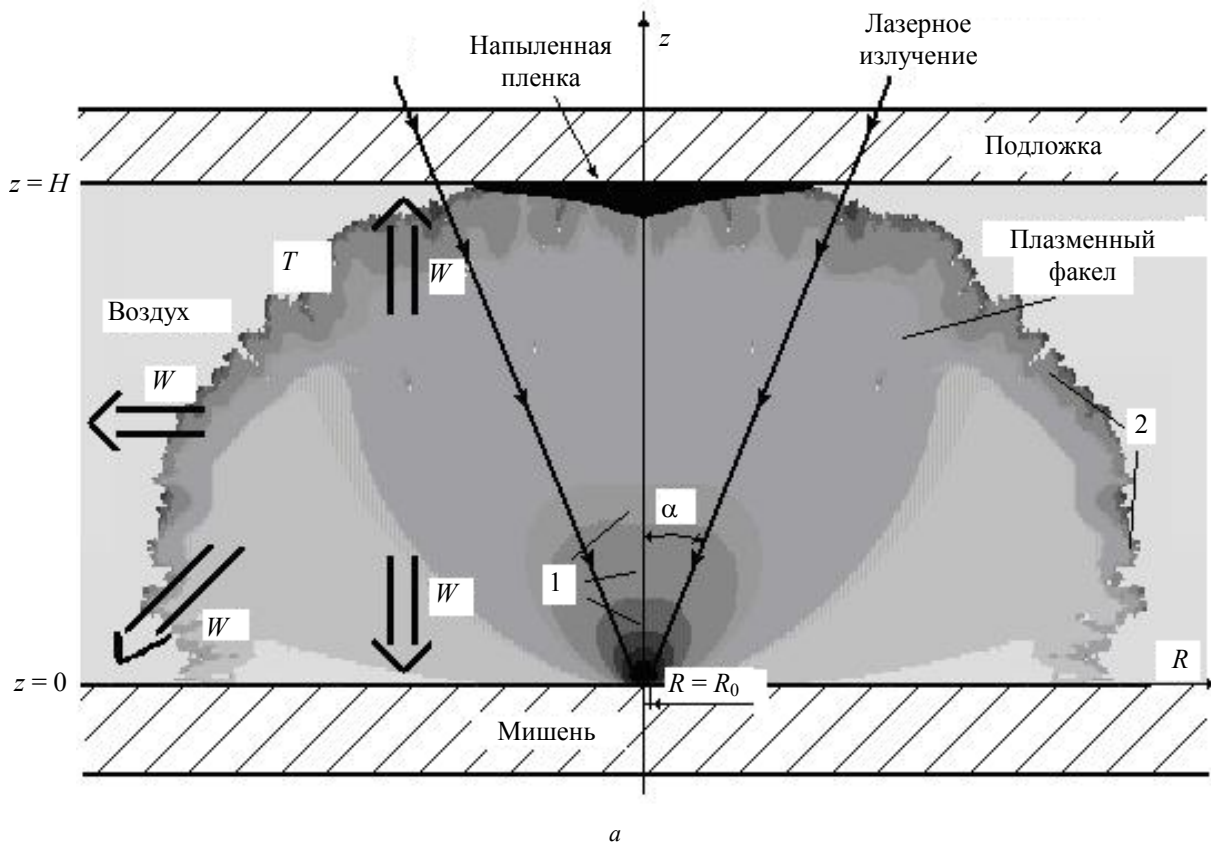
### Общая постановка задачи

Будем считать, что пучок лазерного излучения с плотностью потока энергии  $q = q(r, z, t)$  падает по оси  $z$  на линзу, расположенную на некотором

расстоянии от мишени нормально к ее поверхности (рис. 1, *a*). Линза фокусирует падающий пучок в круглое пятно с радиусом  $r = R_0$  на поверхности поглощающей мишени, окруженной прозрачным воздухом, в цилиндрической системе координат, связанной с ее поверхностью. Поглощение излучения мишенью приводит к нагреву и испарению ее материала, а затем к нагреву и ионизации образовавшихся продуктов испарения из-за поглощения в них лазерного излучения. Образовавшийся таким образом лазерный факел в виде распространяющейся со скоростью  $10^4$ — $10^5$  м/с плазменной струи с поверхности мишени попадает на подложку, где происходит процесс напыления. Схематически этот процесс показан на рис. 1, *a*, причем структура лазерного факела отображает примерное распределение в нем температуры. Считая, что подложка прозрачна для падающего лазерного излучения и находится на расстоянии  $H$  от поверхности мишени перпендикулярно оси  $z$ , динамику образовавшегося лазерного факела будем описывать на основе системы уравнений двухтемпературной газодинамики [10]:

$$\begin{aligned} \partial \rho / \partial t + \operatorname{div}(\rho \vec{V}) &= 0; \\ \partial(\rho V_j) / \partial t + \partial(\rho V_j V_k + \delta_{jk} P) / \partial x_k &= 0; \\ \partial(\rho E_i) / \partial t + \operatorname{div}(\rho E_i \vec{V}) + \operatorname{div}(p_i \vec{V}) &= Q_{ei} + Q_{ea}; \quad (1) \\ \partial(\rho E) / \partial t + \operatorname{div}(\rho E \vec{V}) + \operatorname{div}(P \vec{V}) &= \\ &= -\operatorname{div} \vec{W} + \operatorname{div} \vec{Q}_L - Q_i; \\ P &= p_e + p_i, \quad E_{e,i} = e_{e,i} + 0,5(V_{e,i})^2; \\ e &= e_e + e_i, \quad E = E_e + E_i, \end{aligned}$$

где  $\rho$  — плотность;  
 $x_k$  — координаты  $r$  и  $z$  ( $r$  — расстояние от оси симметрии);  
 $z$  — расстояние вдоль оси симметрии для  $k = 1, 2$ , соответственно;  
 $V_j$  — компоненты скорости вектора скорости  $\vec{V}$ ;  
 $e_{e,i}, T_{e,i}, p_{e,i}$  — энергия, температура и парциальное давление электронного газа и газа из атомов и ионов, соответственно.



**Рис. 1. Процесс напыления плазмы при лазерном воздействии:**

*a* — общая схема напыления на подложку ( $z = H$ ) при воздействии на мишень ( $z = 0$ ) лазерного излучения пятном радиусом  $R_0$  с образованием факела; *b* — суммарный (по всем частотам) поток энергии излучения плазмы лазерного факела  $W_z$  через поверхность мишени в зависимости от нормированного радиуса ( $R/R_0$ ) и нормированного расстояния от ее поверхности ( $Z/R_0$ )

Величины  $Q_{ei}$  и  $Q_{ea}$  описывают обмен энергией между газом из свободных электронов и газом из атомов и ионов,  $Q_i$  учитывает потери энергии электронным газом на ионизацию. Поглощение остро фокусируемого лазерного излучения [1, 2],

имеющего интенсивность  $I_v^L$  в направлении вектора  $\vec{\Omega}$ , описывается уравнением  $\text{div}(\vec{\Omega}I_v^L) + \chi_v^L I_v^L = 0$ ;  $\vec{Q}_L = \int \vec{\Omega} I_v^L d\Theta$ , где коэффициент по-

глощения  $\chi_v^L$  берется на частоте генерации лазера, а  $\Theta$  — телесный угол.

Фигурирующая в уравнении для энергии величина  $\vec{W}$  — вектор потока энергии теплового излучения — вычисляется из решения уравнения переноса [10]:

$$\begin{aligned} \vec{\Omega} \nabla I_v(\vec{r}, \vec{\Omega}, \nu) &= \chi_v \left[ I_{vp} - I_v(\vec{r}, \vec{\Omega}, \nu) \right]; \\ I_{vp} &= \frac{2h\nu^3}{c^2} \left[ \exp\left[\frac{h\nu}{kT}\right] - 1 \right]^{-1}; \\ \vec{W}_v(\vec{r}) &= \int I_v(\vec{r}, \vec{\Omega}) \vec{\Omega} d\Theta; \\ U_v(\vec{r}) &= \frac{1}{c} \int I_v(\vec{r}, \vec{\Omega}) d\Theta; \\ \vec{W}(\vec{r}) &= \int_0^\infty \vec{W}_v d\nu; \quad U(\vec{r}) = \int_0^\infty U_v d\nu, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $I_v(\vec{r}, \vec{\Omega}, \nu)$  — интенсивность теплового излучения лазерного факела в направлении единичного вектора направления  $\vec{\Omega}$  на частоте излучения  $\nu$ ;

$\chi_v$  — коэффициент поглощения излучения;

$h$  — постоянная Планка;

$I_{vp}$  — спектральная интенсивность равновесного излучения (функция Планка);

$c$  — скорость света;

$U$  — плотность энергии излучения.

Система уравнений (1), (2) дополняется уравнениями состояния воздуха и паров (вида  $P = P(\rho, e)$  и  $T = T(\rho, e)$ ), а также зависимостями коэффициентов поглощения  $\chi_v = \chi_v(\rho, e)$  и  $\chi_v^L = \chi_v^L(\rho, e)$  от газодинамических параметров. Замыкается система уравнений (2) заданием граничных условий на границе раздела фаз "конденсированная среда — плазма" лазерного факела через известные соотношения для неравновесного кнудсеновского слоя, а на границе области напыления ставятся условия непроникновения для газодинамического потока [2, 7]. Температура поверхности мишени находится из решения краевой задачи теплопроводности.

Для подложки, расположенной на расстоянии  $H$  от испаряемой мишени, плотность потока массы в лазерном факеле на подложку можно представить в виде [5, 6]:  $j(r, H, t) = \rho(r, H, t) V_z(r, H, t)$ . Интегрируя поток массы  $j$  по времени от момента, когда внешний край плазменного факела достигает подложки ( $z = H$ ), и деля результат на плотность напыленного материала  $\rho_s$ , получим профиль толщины напыляемой пленки.

Система уравнений (1)—(2) позволяет полностью описать процесс напыления при лазерном

воздействии, однако применение в полном объеме описанной модели требует достаточно качественного и трудоемкого расчета уравнений состояния и свойств используемых материалов и сталкивается со значительными трудностями при реализации расчетной схемы при малых пятнах облучения.

### Методы решения

Наиболее трудоемкой частью решения совместной системы уравнений (1)—(2) является решение уравнения переноса (2), которое осуществляется, как правило, в многогрупповом приближении. При этом зависимость теплового излучения факела от частоты учитывается путем разбиения непрерывного спектра излучения на ряд интервалов по частоте, внутри каждого из которых (для определенности  $k$ -го) коэффициент поглощения  $\chi_v(\rho, e) = \chi_k(\rho, e)$  считается не зависящим от частоты. При этом интенсивность  $I^k$  излучения, вектор потока энергии  $\vec{W}^k$  ( $W_r^k$  и  $W_z^k$  его компоненты) и плотность энергии излучения  $U^k$  определяются в каждом диапазоне  $\Delta\nu_k$  частот, а интегрирование по частоте заменяется суммой по всем  $N$  группам частотных интервалов  $\Delta\nu_k = \nu_{k+1} - \nu_k$  [10].

Для решения уравнения (2) внутри лазерного факела использовалось многогрупповое  $P_1$  приближение метода сферических гармоник (часто называют диффузионным приближением [10]), уравнения которого в двухмерной осесимметричной постановке имеют вид:

$$\begin{aligned} 4\pi I^k(r, \vec{\Omega}) &= cU^k(r) + 3\vec{W}^k(r)\vec{\Omega}; \\ \frac{1}{r} \frac{\partial(rW_r^k)}{\partial r} + \frac{\partial W_z^k}{\partial z} + c\chi_k \left[ U^k - U^{kp} \right] &= 0; \\ \vec{W} &= \sum_{k=1}^N \vec{W}^k; \quad U = \sum_{k=1}^N U^k; \quad \frac{c}{3\chi_k} \frac{\partial U^k}{\partial r} = -W_r^k; \\ \frac{c}{3\chi_k} \frac{\partial U^k}{\partial z} &= -W_z^k; \quad U_{vp} = \frac{4\pi}{c} I_{vp}; \\ U^{kp} &= \int_{\nu_k}^{\nu_{k+1}} U_{vp} d\nu. \end{aligned} \quad (3)$$

Первое из уравнений (3) вытекает из разложения интенсивности излучения  $I^k(\vec{r}, \vec{\Omega})$  по сферическим гармоникам в  $P_1$  приближении. При этом коэффициенты разложения в формуле для  $I^k(\vec{r}, \vec{\Omega})$  определяются через функции  $U^k(r)$  и  $\vec{W}^k(r)$  после интегрирования этого разложения по  $d\Theta$  и  $\vec{\Omega} d\Theta$ . Второе и третье уравнения вытекают из непосредственной подстановки выражения для  $I_v(\vec{r}, \vec{\Omega}, \nu)$  в уравнение переноса (2) с учетом того, что

$\int (\vec{W}\vec{\Omega})\vec{\Omega} d\Theta = \frac{4}{3}\pi\vec{W}$  [10]. Второе уравнение в системе уравнений (3) — точное (получается из интегрирования уравнения переноса (2) по углам), а третье — приближенное. Ограниченная применимость последнего из уравнений диффузии, в том числе при  $\chi_k = 0$ , приводит к тому, что диффузионное приближение не может быть использовано для расчета переизлучения плазмы за ее пределами. Поэтому для этих целей использовалось непосредственно решение уравнения переноса (2) с граничными условиями, рассчитанными в диффузионном приближении на границе плазменного облака с использованием первого из уравнений системы (3).

Алгоритм численного решения системы уравнений (3) внутри лазерного факела предполагает сведение приведенных уравнений диффузии к одному эллиптическому уравнению с последующей его аппроксимацией на пятиточечном шаблоне. Для решения возникающей при этом системы эллиптических уравнений использовался нелинейный итерационный ( $\alpha$ - $\beta$ )-алгоритм [3], хорошо зарекомендовавший себя для решения такого рода задач. Отметим, что уравнение для энергии в системе уравнений (2) и уравнения (3) взаимно зависимы, что предполагает их совместное решение. Решение этих уравнений осуществлялось в соответствии с подходом, изложенным в работах [3, 4], предполагающим сведение к неявной разностной схеме на пятиточечном шаблоне уравнения для энергии и уравнения, полученного из усреднения системы уравнений диффузии по группам [3, 4]. Такая схема обладает высоким уровнем устойчивости и требует для достижения равновесного баланса энергии и температуры лишь несколько циклов.

Численные методы решения газодинамической системы уравнений достаточно подробно рассматривались в литературе [5]. Одним из возможных подходов к их решению — описанный в [6] метод "крупных частиц". При практической реализации совместного решения газодинамической системы уравнений и диффузии при лазерном воздействии на мишень излучения с острой фокусировкой возникают трудности, обусловленные большой пространственной неоднородностью поглощения сильно фокусируемого лазерного излучения в лазерном факеле [9]. Большая часть ресурсов времени, затрачиваемых на решение этой системы уравнений, приходится на расчет теплового излучения.

Для лазерного напыления в ряде случаев возможно проведение упрощенных расчетов, позволяющих произвести оценку параметров напыленной пленки с приемлемой для практики точностью на основании адиабатической либо изотермической модели [5, 6, 8]. Более сложная модель, осно-

ванная на численном решении газодинамических уравнений (2) в однотемпературной постановке без учета эффектов теплового переизлучения, рассматривалась в работе [7].

Реализация адиабатической модели [5, 6] возможна в случае, когда импульс достаточно короткий и за время его действия расширение плазмы много меньше, чем расстояние между подложкой и мишенью. Тогда за время достаточно короткого импульса непосредственно у поверхности мишени образуется лазерный факел в виде плотного облака испаренного материала. Размер облака увеличивается в течение лазерного импульса и резко замедляется после его окончания. Для лазерного импульса с длительностью, много меньшей времени разлета лазерного факела, определяемого расстоянием между мишенью и подложкой, расширение факела можно рассматривать независимо [5, 6] от процесса его образования в адиабатическом приближении. При этом температура, плотность и давление имеют собственные распределения по объему облака. Процессы переизлучения в работах [5, 6] не учитывались. Без существенных изменений предложенную в работах [5, 6] модель можно дополнить уравнениями диффузии (3) с коэффициентом поглощения  $\chi_k(\rho, \epsilon)$ , зависящим от газодинамических параметров, для оценки эффекта переизлучения факела на процесс напыления без учета обратного влияния переизлучения на газодинамические процессы.

Изотермическая модель [9], примененная в [8] с учетом переизлучения плазмы в лазерном факеле, также может быть использована для оценки эффекта напыления. В этой модели учитываются поглощение лазерного излучения и интегральные эффекты, связанные с переносом теплового излучения, однако температура во всей области факела считается постоянной. Поток переизлучения на поверхность мишени при этом рассчитывается от однородного по температуре цилиндрического столба плазмы, моделирующего лазерный факел.

В рамках адиабатической модели [6, 7] учитывается распределение газодинамических параметров по объему лазерного факела, что более верно с физической точки зрения отражает происходящие в плазме процессы по сравнению с изотермической моделью. Однако область применимости адиабатической модели ограничена инерционной стадией разлета. В изотермической модели [8, 9] учитывается лазерное поглощение, но температура одинакова во всем объеме, что не может не сказаться на точности расчетов. Кроме того, в обеих указанных моделях нет возможности учитывать эффекты, связанные с учетом резкой сходимости лазерного излучения в объеме лазерного факела из-за острой фокусировки.

В данной работе расчеты проводились на основании системы уравнений (2)—(3). Полученные при этом результаты сравниваются с данными, полученными на основании расчетов работы [1], а также с расчетами по газодинамическим формулам, приведенным в [6, 7] совместно с системой (1) и результатами, полученными в рамках изотермической модели [9].

### Результаты расчетов переизлучения лазерной плазмы

Результаты воздействия сильно фокусируемого лазерного излучения (с углом сходимости  $\alpha = \arctg(0,1)$ ) на кремниевую мишень при плотностях потока излучения у ее поверхности в диапазоне  $100 \text{ ГВт/м}^2$  —  $80 \text{ ТВт/м}^2$  рассматривались в работах [1, 2]. При таком воздействии у мишени образовывался лазерный факел, который при взаимодействии с расположенной на пути его распространения подложкой, осаждаясь, напылял на нее тонкий слой вещества. В данной работе рассматриваются режимы лазерного воздействия на длине волны  $1,315 \text{ мкм}$ , аналогичные режимам рассмотрены в [1, 2], но с учетом переноса теплового излучения в соответствии с системой уравнений (2)—(3). Выполненные расчеты проводились в основном для лазерного импульса длительностью  $0,5 \text{ мкс}$ , после которого плазма в лазерном факеле расширялась по инерции.

При решении уравнений диффузии (3) внутри лазерного факела спектр теплового излучения плазмы факела учитывался в многогрупповом (27 групп) спектральном приближении. Вклад непрерывного спектра рассчитывался по формуле, аналогичной формуле Крамерса—Унзольда [10], для излучения атомов и ионов кремния при связанно-свободных и свободно-свободных переходах, а для линейчатого спектра от связанно-связанных переходов атомов и ионов кремния.

Итак, эффекты, связанные с переносом излучения в лазерном факеле, определялись его температурой, материалом мишени и геометрией разлета плазмы в факеле.

В силу того, что полученные результаты расчетов газодинамических параметров внутри лазерного факела с учетом процессов переноса имели структуру, подобную полученной в [1, 2], без учета этих процессов здесь мы ограничимся лишь качественным описанием полученных отличий. Учет теплового переизлучения внутри факела в рамках системы уравнений (1)—(3) приводит к частичному охлаждению наиболее нагретых его областей (~30 %) и нагреву "холодных" по отношению к приведенным в [1] результатам расчетов температуры. При этом характерные размеры плазменного облака изменяются незначительно (~15 %), а ско-

рость расширения лазерного факела несколько падает (в пределах 15 %). Типичное распределение температуры по сечению факела показано на рис. 1, а. Не очень значительные изменения в распределении газодинамических параметров из-за учета процессов переноса можно объяснить тем, что в проведенных расчетах время импульса было существенно меньше времени существования плазмы. В результате уход энергии через переизлучение плазмы по отношению к поглощенной от лазерного излучения энергии был не очень велик для времен, сопоставимых с длиной лазерного импульса. В какой то мере это объясняет наличие неплохого соответствия между расчетами параметров лазерного факела по упрощенным моделям [6, 7] и экспериментальными данными.

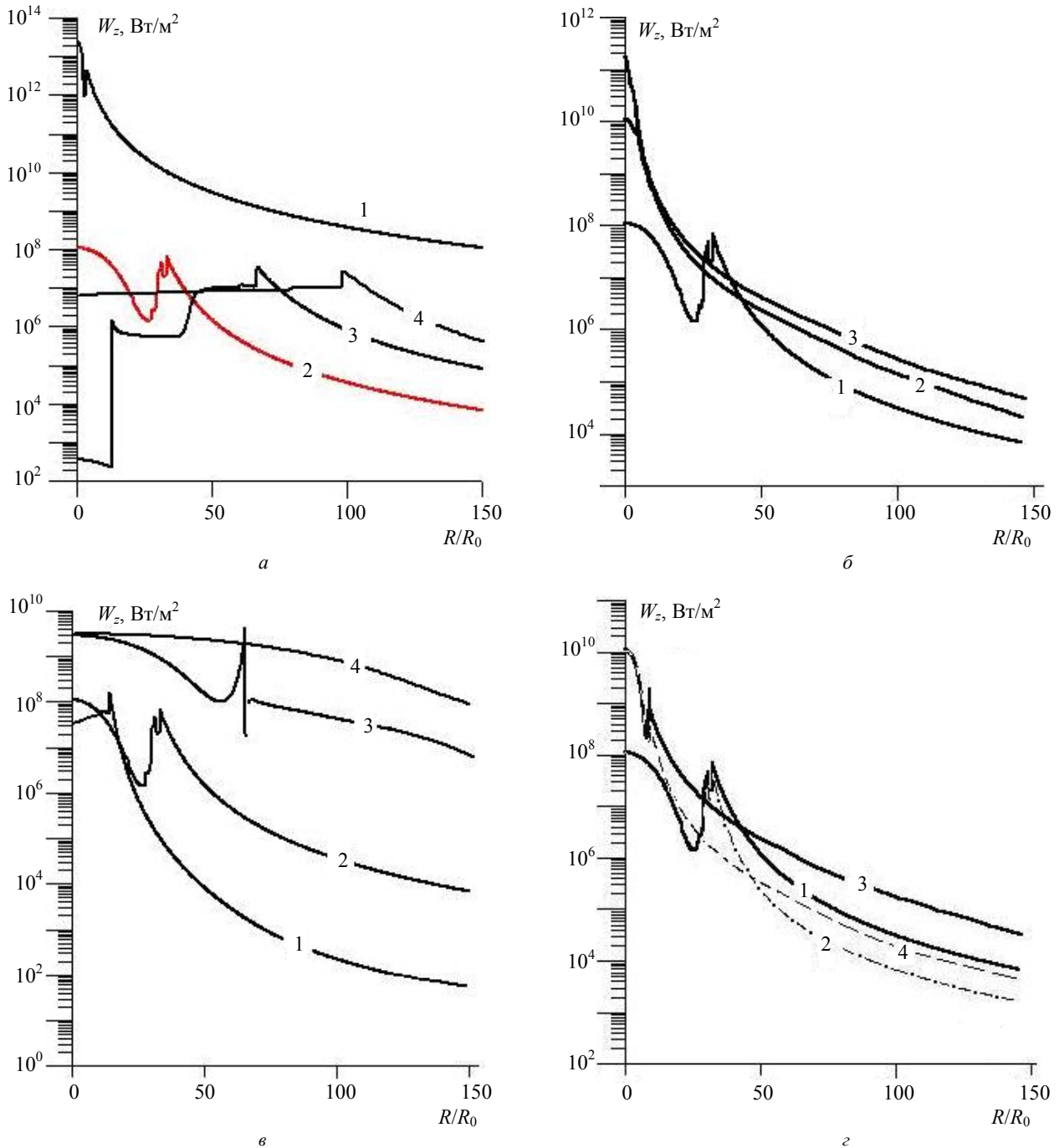
Поток теплового излучения, распространяющийся в лазерном факеле от более нагретых областей к более холодным, приводит к частичному перераспределению температуры внутри факела. Снаружи факела тепловое излучение распространяется во всех направлениях, в том числе нагревает подложку и мишень. Типичную картину распространения потоков излучения в лазерном факеле и за его пределами можно представить из показанного на рис. 1, б распределения в плоскости  $ZR$  суммарного (по всем частотам) потока интенсивности излучения  $W_z$  в зависимости от нормированного расстояния. Распределение  $W_z$  приведено для момента времени  $0,75 \text{ мкс}$ , для плотности мощности лазерного излучения  $79 \text{ ТВт/м}^2$ , для пятна облучения с радиусом  $R_0 = 0,01 \text{ мм}$ . На рис. 1, б четко видна контактная граница между разреженным воздухом и плазмой лазерного факела. Потоки теплового излучения внутри разогретой плазмы превосходят потоки за пределами факела. На расчетный момент времени поток на подложку примерно в два раза превосходит поток на облучаемую лазером мишень, что обусловлено большим нагревом части лазерного факела со стороны падающего излучения.

Характер процессов теплового переноса внутри лазерного факела, в том числе и величина  $W_z$ , во многом определяется распределением внутри него температуры (см. рис. 1, а). В стадии лазерного воздействия максимальные температуры внутри лазерного факела наблюдаются в области поглощения лазерного излучения (рис. 1, а, цифра 1) и в области контактной границы между плазмой лазерного факела и сжимаемого факелом воздуха (рис. 1, а, цифра 2). В начальной стадии воздействия при не очень большом поглощении в плазме факела область высоких температур находится у поверхности мишени при  $R \sim R_0$ . При интенсивном поглощении лазерного излучения в плазме факела, лазерное излучение, поглощаясь, перестает дохо-

доть до поверхности мишени (эффект экранировки), и область с максимальными температурами перемещается в середину факела над мишенью. Резкое торможение плазмы в воздухе в области контактной границы между ними приводит к тому, что температура в этой области будет тоже высокой из-за увеличения внутренней энергии за счет кинетической. Толщина сильно прогретого слоя в

области контактной границы относительно мала и примерно составляет удвоенную толщину уплотненного воздуха.

Результирующий поглощенный поток энергии  $W_z$ , проходящий через мишень (ось  $R$ ) в зависимости от нормированного радиуса  $R/R_0$ , показан на рис. 2.



**Рис. 2. Зависимость потока энергии излучения плазмы лазерного факела  $W_z$  через поверхность мишени от нормированного радиуса  $R/R_0$  для:**

- а** — случаев воздействия лазерного излучения с плотностью мощности  $1,1 \text{ ТВт/м}^2$ , сфокусированного в пятно радиусом  $R_0 = 0,1 \text{ мм}$ , для моментов времени воздействия: 1 —  $0,5 \text{ мкс}$ ; 2 —  $0,75 \text{ мкс}$ ; 3 —  $1,0 \text{ мкс}$ ; 4 —  $1,25 \text{ мкс}$ ;  
**б** — случаев воздействия сфокусированного лазерного излучения с плотностью мощности  $1,1 \text{ ТВт/м}^2$  в момент времени  $0,75 \text{ мкс}$  для фокусных пятен облучения с радиусами: 1 —  $0,1 \text{ мм}$ ; 2 —  $0,5 \text{ мм}$ ; 3 —  $1,0 \text{ мм}$ ;  
**в** — случаев воздействия сфокусированного лазерного излучения с интенсивностью: 1 —  $72 \text{ ГВт/м}^2$ ; 2 —  $1,1 \text{ ТВт/м}^2$ ; 3 —  $6,75 \text{ ТВт/м}^2$ ; 4 —  $79 \text{ ТВт/м}^2$  при фокусном пятне радиусом  $R_0 = 0,1 \text{ мм}$ ;

$z$  — фокусных пятен облучения с радиусом 1 — 0,1 мм и 3 — 0,5 мм в момент времени 0,75 мкс для лазерного воздействия с плотностью мощности излучения 1,1 ТВт/м<sup>2</sup> в процессе без напыления и с учетом напыления 2, 4 для тех же режимов воздействия

В области внутри лазерного факела при воздействии лазерного излучения температура достаточно высока, чтобы обеспечить быстрое затухание излучения из-за высоких значений коэффициента поглощения. В результате поток  $W_z$  через мишень определяется свойствами тонкого слоя плазмы, прилегающего к мишени, температура в котором существенно ниже, чем в центральной части факела.

По мере уменьшения температуры с ростом  $R$  поток  $W_z$  несколько уменьшается. В области контактной границы факела и воздуха из-за резкого скачка температуры в области контактной границы  $W_z$  увеличивается. За пределами лазерного факела поток  $W_z$  определяется его размерами и температурой в поверхностном слое на границе плазма—воздух. С ростом  $R$  (при  $R$ , большем размеров факела) величина  $W_z$  плавно убывает. Резкие скачки, показанные на графиках 1—4 (см. рис. 2, *a*), соответствуют скачкам в области разогретой области у контактной границы плазма—воздух и соответствуют нахождению края плазменного факела в рассматриваемый момент времени.

При постепенном переходе разлета факела в инерционную стадию (см. рис. 2, *a*, кривые 2—4) после окончания лазерного импульса его размеры продолжают увеличиваться, а температура, выравниваясь по объему, падает. В некоторый момент времени температура в приповерхностном слое у мишени опускается до уровня, при котором излучение из центральной, еще разогретой, области плазмы уже не поглощается в нем, а доходит до мишени.

Таким образом, у поверхности мишени наступает "просветление" плазмы, приводящее к возрастанию величины  $W_z$ . Эта ситуация показана кривой 3 на рис. 2, *a*. Поскольку температура спадает в лазерном факеле с ростом  $R$ , то в приповерхностном к мишени слое при малых значениях  $R$  плазма еще достаточно горячая и не пропускает излучение из центральной области, а ближе к краю этот процесс имеет место. При этом поток  $W_z$  возле области контактной границы полностью определяется температурой в ней. При дальнейшем расширении плазменного факела температура в лазерном факеле, опускаясь, постепенно выравнивается по объему. Небольшой всплеск наблюдался на контактной границе (см. рис. 2, *a*, кривая 4).

Зависимость  $W_z$  от размера площади пятна воздействия показана на рис. 2, *b*. У больших пятен величина потока переизлучения больше за счет большего объема облака. Видно, что увеличение радиуса пятна облучения на порядок приводит к росту на порядок потока энергии в дальней зоне  $\sim 150 R_0$ .

При прохождении через поверхность, на которой расположена подложка или мишень, большая часть теплового излучения поглощается на границе, приводя к разогреву подложки или мишени, а меньшая часть отражается. В силу малой изученности зависимости коэффициента поглощения от длины волны во всем спектральном диапазоне в оценочных расчетах полагалось, аналогично [9], что для длин волн, меньших 0,11 мкм, поглощается все излучение, а для больших 0,11 мкм — половина. Для исследованного диапазона внешнего давления (меньше 1 атм) в спектре переизлученной энергии преобладали длины волн до 0,2 мкм. Используя полученные данные (см. рис. 2, *b*) из простой оценки нетрудно получить, что по сравнению с энергией, передаваемой поверхности мишени за счет теплопроводности разогретой плазмы (которая не превышала 2 % от общей энергии плазмы в факеле), действие теплового потока переизлучения плазмы  $W_z$  может за время 1 мкс привести к нагреву поверхности больше чем на 600 К, причем остывание разогретой поверхности будет длиться более 50 мкс.

Для пятна с радиусом 0,1 мм на рис. 2, *b* приведены зависимости  $W_z$  для различных интенсивностей лазерного воздействия. Видно, что с ростом интенсивности воздействия поток переизлучения сильно растет лишь до определенного предела. Это обусловлено тем, что на него будут оказывать влияние только ближайšie к мишени слои лазерного факела, поскольку остальное излучение будет затухать, поглощаясь в плазме. В дальней же зоне определяющими становятся максимальная температура лазерного факела в области его контактной границы и его размеры, которые при больших энергиях воздействия больше. Поэтому поток энергии от переизлучения плазмы на расстояниях порядка  $100 R_0$  изменяется от  $10^2$  до  $10^8$  Вт/м<sup>2</sup> при возрастании интенсивности лазерного воздействия.

Представленные выше результаты приведены в отсутствие процесса напыления. Процесс напыления на подложку несколько изменяет полученные оценки в сторону уменьшения, которое имеет место после начала соприкосновения плазменного факела с подложкой. Размеры лазерного факела перестают увеличиваться со временем по оси  $z$ , что сказывается на величине потока переизлучения в дальней зоне. На рис. 2, *c* представлены результаты зависимости  $W_z$  от нормированного радиуса  $R/R_0$  в случае отсутствия процесса напыления для различных пятен облучения. Кривые 2, 4 показывают зависимость для  $W_z$  в случае наличия процесса напыления на подложку, находящуюся

на расстоянии  $H = 1,7$  мм от мишени для энергетике, и размеров пятна, аналогичных случаям, показанным кривыми 1, 3. Наличие напыления мало сказывается на тепловом потоке на мишень внутри лазерного факела и вблизи от него. Это обусловлено малым влиянием на величину  $W_z$  в области у мишени удаленных областей лазерного факела, из которых большая часть излучения поглощается в его центральной части и в нижних слоях при  $z \sim 0$ . На больших расстояниях от лазерного факела угловые размеры источника излучения начинают сказываться все сильнее. На расстояниях порядка  $100 R_0$  учет напыления приводит к падению величины  $W_z$  на порядок. Влияние напыления на  $W_z$  внутри плазмы практически отсутствует за счет того, что напыленная поверхность подложки и часть плазмы при  $z > H$  в случае отсутствия напыления поглощают излучение практически одинаково при малой толщине напыленной пленки. Значительные отличия в ближней зоне начинают сказываться, когда величина  $H$  составляет порядка 40 % от возможного размера плазменного облака в отсутствие напыления. Расчеты показывают, что в процессе напыления на подложку поток переизлучения плазмы на подложку возрастает до момента соприкосновения подложки с лазерным факелом. В дальнейшем в области соприкосновения лазерного факела с подложкой характеристики теплового потока на последнюю аналогичны потоку на мишень, уступая им по величине. Различие уменьшается со временем, когда плазменный факел начинает по форме напоминать цилиндр между мишенью и подложкой с областью более высокой температуры у мишени. Это и обуславливает более низкие значения потоков  $W_z$  на подложке.

Отметим, что приведенные данные для потоков  $W_z$  (см. рис. 2) по порядку величины неплохо согласуются с результатами расчетов для мишени из металлов, полученными в [9], что указывает на потенциальную возможность использовать и изотермическое приближение для оценок переизлучения плазмы при лазерном воздействии. В целом ситуация, в которой газодинамические расчеты в приближениях [6, 9] совместно с системой (1) неплохо согласуются с результатами расчетов в рамках намного более адекватной модели в соответствии с формулами (1)—(2), обусловлена малыми размерами плазменного факела, рассматриваемыми в данной задаче.

Приведенные на рис. 2, б значения  $W_z$ , полученные для различных пятен облучения (0,1—1,0 мм), показывают, что при потоке лазерного излучения, превышающем  $1,0 \text{ ТВт/м}^2$ , даже на расстояниях порядка  $150 R_0$  плотность потока энергии переизлучения плазменного факела составляет  $\sim 10 \text{ кВт/м}^2$ . Внутри же плазменного факела потоки

энергии переизлучения достигают значений  $5 \cdot 10^{11} \text{ Вт/м}^2$ , сопоставимы по эффекту воздействия на мишень с лазерным излучением и способны, поглощаясь, сильно нагреть подложку и мишень. Характерный масштаб пространственной неоднородности потока теплового излучения можно оценить как величину порядка  $R_0$ , которая по порядку величины сопоставима с размерами одного элемента полупроводникового фотоприемного устройства. Кроме того, поток переизлучения плазмы в области спектра, близкой к видимой, будет попадать в область чувствительности фотоприемного устройства (по оценке,  $\sim 20\text{—}30\%$  от энергии падающего теплового потока). Указанные обстоятельства позволяют применять матрицу фотоприемных элементов, расположенную в плоскости мишени в дальней зоне для регистрации переизлучения плазменного факела. При этом плотность потока энергии переизлучения плазменного факела приведет к полному затемнению кадра матричного фотоприемного устройства на расстояниях  $\sim 150 R_0$ , так как за время воздействия будет достигаться эффективное насыщение полупроводниковой матрицы  $\sim 5 \text{ (кВт/м}^2) \times \text{время воздействия}$ .

### Заключение

Рассмотрены процесс лазерного напыления с учетом эффектов переноса теплового излучения внутри и снаружи лазерной плазмы на основе многогруппового приближения, а также общая структура возникающих потоков теплового излучения внутри и снаружи лазерного факела. В процессе напыления были получены зависимости теплового потока, проходящего через поверхность мишени, от расстояния от области лазерного воздействия, времени воздействия, интенсивности воздействия и размеров пятна воздействия. Показано, что плотность теплового потока на мишень может достигать  $5 \cdot 10^{11} \text{ Вт/м}^2$  в области, сопоставимой по размерам с областью, накрытой лазерным факелом на мишени, что может привести к существенному нагреву как мишени, так и подложки, а при очень интенсивных режимах и к их поверхностному плавлению.

На основании приведенных расчетных данных особенности поведения тепловых потоков излучения лазерного факела сопоставлены с характером поведения газодинамических параметров лазерного факела, в том числе и в процессе лазерного напыления. Получены оценки величины потока переизлучения плазмы в дальней от области воздействия зоне. Эти оценки, в частности, показывают, что при потоке лазерного излучения, превышающем  $1,0 \text{ ТВт/м}^2$ , на расстояниях порядка сотни радиусов лазерного воздействия плотность потока энергии переизлучения плазменного факела

ла достигает величины  $5,0 \text{ кВт/м}^2$ . Такие величины плотности потока излучения за время воздействия по порядку величины эквивалентны величине эффективного насыщения полупроводниковой матрицы, расположенной в плоскости мишени. Сделанная оценка позволяет прийти к выводу о возможности проведения непосредственного измерения потоков теплового излучения лазерного факела элементами фотоприемных устройств в их рабочем диапазоне спектра, расположенных на расстояниях в нескольких сотнях радиусов от места лазерного воздействия в плоскости мишени.

#### Л и т е р а т у р а

1. Захаров Н. С., Руденко В. В.// ТВТ. 2006. Т. 44. № 5. С. 1.
2. Захаров Н. С., Руденко В. В.// Прикладная физика. 2005. № 6. С. 68.
3. Анисимов С. И., Имас Я. А., Романов Г. С., Ходыко Ю. В. Действие излучения большой мощности на металлы. — М.: Наука, 1970. — 272 с.
4. Волчинская М. И., Мажукин В. И., Четверушкин Б. Н., Чурбанова Н. Г.// ЖВМ и МФ. 1983. Т. 23. № 5. С. 1177.
5. Волчинская М. И., Четверушкин Б. Н.// Там же. 1979. Т. 19. № 5. С. 1262—1275.
6. Анисимов С. И., Лукьянчук Б. С., Лучес А.// ЖЭТФ. 1995. Т. 108. Вып. 1. № 7. С. 240.
7. Anisimov S. I., Bauerle D., Luk'yanchuk B. S.// Phys. Rev. B. 1993. V. 48. No. 16. P. 12076.
8. Pirri A. N., Root R. G., Wu P. K. S.// AIAA JOURNAL. 1978. V. 16. No. 12. P. 1296.
9. Pirri A. N.// Phys. Fluids. 1973. V. 16. No. 9. P. 1435.
10. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. — М.: Наука, 1966.
11. Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М. Метод крупных частиц в газовой динамике. — М.: Наука, 1982.

Статья поступила в редакцию 9 февраля 2009 г.

## The calculations results the flows of thermal irradiation laser plasma under action on condensed target laser radiation

V. V. Rudenko

12 Central Scientific Research Institute, Sergiev-Posad-7, Moscow Region, Russia

E-mail: jasmin@spnet.ru

*Problem of laser deposition under conditions thermal irradiation laser plasma inside and outside the flow of laser plasma in many group approachments is considered. The calculations results the flows of thermal irradiation laser plasma absorbed in target in the farthest and the nearest zone depending from time and character of interaction are presented. It is shown that irradiated thermal flows from plasma absorbed in target in the case of laser deposition on materials is able to lead to increase of its temperature. For registration numerical results values of these flows and their space distributions the photo-registration elements can be used.*

PACS: 52.38.-r, 52.50.Jm