

УДК 621.791.72:519.6

А. Г. Григорьянц, А. Х. Харахашев,
Л. Н. Майоров, М. В. Таксанц

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ЛАЗЕРНОЙ СВАРКИ СТЫКОВЫХ СОЕДИНЕНИЙ СТАЛЕЙ ТОЛЩИНОЙ 1...12 мм

Проведен анализ физических процессов, протекающих при сварке с глубоким проплавлением. Приведено описание двумерной численной модели процесса взаимодействия лазерного излучения со средней частью канала. Рассмотрены процессы тепло- и массопереноса, поглощения излучения и переизлучения его плазмой, взаимодействие плазмы со стенками канала и отвод теплоты в массив холодного образца. Модель устанавливает количественную взаимосвязь между параметрами режима и результатами лазерной сварки стыковых соединений, снижая тем самым затраты на разработку технологического процесса.

Технологический процесс лазерной сварки с глубоким проплавлением характеризуется большими значениями коэффициента формы шва, малой зоной термического влияния, низким уровнем остаточных деформаций и высокой производительностью труда. Эти преимущества объясняются проникновением источника энергии под поверхность материала благодаря формированию парогазового канала вследствие интенсивного испарения и вытеснения под действием паров расплава металла. При этом источник из поверхностного трансформируется в объемный, обеспечивая относительно равномерное выделение энергии вдоль линии стыка.

Однако канал в ходе лазерной сварки весьма неустойчив. Процессы испарения на стенках увеличивают газодинамическую плотность среды канала, усиливаются ионизационные процессы, растет оптическая плотность среды. Сильно ионизированная среда канала экранирует лазерное излучение. В результате испарение в канале прекращается, его среда разрежается и просветляется. Эта последовательность процессов в парогазовом канале повторяется периодически и, в конечном итоге, определяет флуктуации доли энергии, проникающей в зону обработки, и, соответственно, технологическую эффективность всего процесса.

В ряде работ, выполненных отечественными и зарубежными исследователями, предложены различные технологические способы снижения экранирующего действия пароплазменной среды канала. Предлага-

гается, например, подавать в зону обработки защитные газы нормально [1, 2] и тангенциально [3] к поверхности детали, отклонять лазерный луч от нормали в направлении сварки [4] и подавать присадочную проволоку [5]. Рассмотренные технологические приемы действительно позволяют в той или иной степени улучшить энергетическую обстановку процесса лазерной сварки. Однако достижение оптимальных сварочных результатов требует количественного анализа физических процессов, протекающих в зоне обработки.

Исследованию парогазового канала посвящены многочисленные работы, проведенные учеными различных стран на протяжении последних 15 лет. При проведении натуральных экспериментов с использованием акустических датчиков, фотодиодов и высокоскоростных камер [6, 7] были исследованы процессы, протекающие в канале при лазерной сварке, сделаны общие выводы о влиянии этих процессов на технологические результаты сварки и о влиянии на них, в свою очередь, параметров режимов; а также построены феноменологические качественные модели процессов в канале. Однако практические результаты исследований, как правило, носят частный характер и могут быть реализованы как конкретные технологические рекомендации только в узком диапазоне режимов и свариваемых материалов.

В то же время обилие материалов, конструкций и технологических задач делает процесс разработки лазерной сварки неоднозначным и трудоемким и требует от разработчиков использования более универсальных методик подбора оптимальных входных технологических параметров, исключающих проведение дорогих натуральных экспериментов. Основу таких методик зачастую составляют математические модели — количественная связь параметров режимов с результатами технологического процесса [8].

Малое количество входных и выходных параметров провоцирует построение интегральных моделей. Однако такие модели способны адекватно описывать процесс лазерной сварки также в узком диапазоне режимов и материалов. Такое ограничение связано с тем, что упомянутые модели рассматривают технологический процесс интегрально, т.е. весь процесс в целом. Интегральные модели с успехом могут быть использованы для описания достаточно однородных процессов. Таковыми, например, являются тепловые процессы без фазовых переходов. Однако к ним нельзя отнести физические процессы, протекающие в зоне обработки при лазерной сварке: процессы тепло- и массопереноса, излучения, поглощения, испарения, плавления и т.д., зависящие от термодинамических параметров, специфичных для каждой точки канала. Термодинамические параметры, в свою очередь, являются результатом этих процессов, что обуславливает их принципиальную нелинейность.

Другой подход состоит в построении динамических нелинейных моделей с использованием искусственных нейронных сетей, учитывающих основные физические закономерности, влияющие на формирование шва. Однако он также базируется на экспериментальных данных и не в состоянии описывать новые аспекты процессов при изменении режимов. Очевидно, что построение адекватной модели, работающей в широком диапазоне режимов невозможно без математического описания упомянутых процессов.

Поскольку совместное аналитическое решение уравнений, описывающих вышеупомянутые физические процессы, невозможно, то моделирование процесса лазерной сварки проводят численными методами.

В работе [9] моделируются тепловые процессы и формирование канала для одномерного случая неподвижного источника. В работе [10] промоделирован одномерный процесс, а в работе [11] — многомерный процесс сварки в движении при учете образования канала. Процессы тепло- и массопереноса в жидкой фазе при моделировании лазерной сварки в движении рассмотрены в работе [12].

В этих типовых моделях и подобных им взаимодействие лазерного излучения со средой канала либо не рассматривалось вообще, либо среда полагалась однородной, равномерно ослабляющей излучение по глубине канала. Однако, как упоминалось ранее, реально среда канала неоднородна по времени и объему и весьма существенно влияет на энергетическую эффективность сварки. Газодинамические процессы в среде одномерного канала при неподвижном источнике без учета процессов плавления на стенках рассмотрены в работах [13, 14]. Проведено моделирование модуляций плотности среды канала по времени, но не учитывалась неоднородность ее по объему. В работе [15] учтена подвижность фронта испарения, определяющая глубину канала при сварке. Авторами отмечено наличие модуляций плотности плазмы во времени, обусловленных экранированием поверхности плазменным факелом.

Известно [11, 16], что даже в ограниченной, упрощенной постановке научных задач численные модели физических процессов, протекающих в парогазовом канале и расплаве сварочной ванны при лазерной сварке, способны давать адекватные численные результаты с точностью, достаточной для инженерных расчетов, и служить эффективным инструментом при разработке технологического процесса.

Закономерным развитием вышеупомянутых работ является многомерная численная модель процесса взаимодействия лазерного излучения со средой канала, в которой должны быть рассмотрены процессы тепло- и массопереноса в среде, поглощения излучения и переизлучения его плазмой, диффузионное влияние на среду технологического

газа, взаимодействие плазмы со стенками канала и отвод теплоты в массив холодного образца.

Разработка модели, позволяющей устанавливать взаимосвязь между параметрами режима и результатами процесса лазерной сварки стыковых соединений и, соответственно, снижать затраты на разработку технологического процесса, является целью настоящей работы.

Постановка задачи. Основные предположения. Данная модель построена на представлении среды парогазового канала в виде сочетания сплошной газоподобной среды и ансамбля элементарных квантованных частиц.

При моделировании плазменных систем объект моделирования как статистический ансамбль частиц традиционно рассматривают в состоянии термодинамического равновесия (квазинейтральность, больцмановское и максвелловское распределение частиц, ионизационно-рекомбинационное равновесие) [17]. Однако среда парогазового канала неоднородна в своем макрообъеме и не равновесна. В канале формируются поля температур, давлений и других термодинамических параметров, протекают интенсивные процессы обмена. Поэтому термодинамическое равновесие предполагается выполнимым для отдельных малых объемов среды, характеризуемых локальными значениями температуры, давления и других термодинамических параметров, при сохранении неравновесности среды в ее макрообъеме. Полагается, что хотя размеры указанных малых частей системы намного меньше размеров самой системы, они содержат много частиц, так что не нарушается гипотеза о сплошности среды.

Известно, что необходимым условием приемлемости такого представления среды, именуемого локальным термодинамическим равновесием, является высокая частота столкновений (максвеллизация) частиц среды. Данные спектроскопических исследований плазменной среды парогазового канала (плотность электронной компоненты $n_e \approx 10^{16} \dots 10^{17} \text{ см}^{-3}$) [18] свидетельствуют о выполнимости данного условия на основании критерия Грима.

Среду канала считаем сжимаемой теплопроводной средой. Ее течение в канале предполагаем ламинарным. Частицы среды канала рассматриваем как неполярные (постоянный магнитный момент равен нулю).

Фотоны рассматриваем как классические точечные частицы. При анализе не учитываем волновое поведение излучения, проявляемое при дифракции, отражении и интерференции волновых пакетов фотонов. Процессы взаимодействия частиц рассматриваем как независимые мгновенные события.

Полагаем, что заряженные частицы формируются только в результате протекания процессов однократной ионизации. Как показали

оценки, процессы вторичной ионизации становятся существенными при температурах $T \sim 3 \dots 3,5$ эВ. Достижение таких температур в среде канала ($T \sim 1$ эВ) маловероятно. Кроме того, с ростом температуры происходит снижение общей плотности частиц среды из-за теплового расширения, что также существенно снижает вероятность процесса вторичной ионизации.

Полагаем, что на моделируемую область действует направленное сверху излучение лазера. Для конкретности в расчетах использовалось излучение с длиной волны 10,6 мкм. Распределение энергии в сечении луча полагаем известным (в расчетах принималось нормальное распределение).

Рефракция лазерного излучения в среде канала. В модели прохождения лазерного излучения через оптически плотную среду рассматривается в рамках классической волновой оптики [19]. Рефракция излучения в модели определяется как фазовый набег, эквивалентный перекосу плоского волнового фронта при прохождении им участков среды с различной оптической плотностью, где различна фазовая скорость световой волны (рис. 1). При этом учитывается совокупное действие на световую волну среды парогАЗОВОГО канала как оптически плотного газоподобного диэлектрика, так и ионизированной среды. Фазовые скорости точек канала v_ϕ как функции относительной диэлектрической проницаемости ϵ ($v_\phi = c/\epsilon^{1/2}$, где c — скорость света в вакууме) рассчитываются в зависимости от локальных термодинамических параметров при рассмотрении среды канала как неионизированной диэлектрической среды, характеризуемой коэффициентом поляризуемости α , давлением p и температурой T :

$$\epsilon_n = \frac{3kT\epsilon_0 + 2p\alpha}{3kT\epsilon_0 - p\alpha}, \quad (1)$$

где ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума; ϵ_n — относитель-

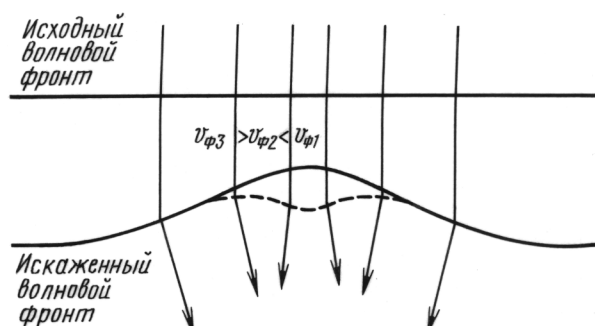


Рис. 1. Искажение волнового фронта лазерного излучения в среде канала, имеющей фокусирующие и дефокусирующие свойства

ная диэлектрическая проницаемость неионизированной среды; k — постоянная Больцмана, или ионизированной среды (для излучения CO_2 -лазера, $\lambda = 10,6$ мкм):

$$\varepsilon_i = 1 - 10^{-25} n_e, \quad (2)$$

где ε_i — относительная диэлектрическая проницаемость ионизированной среды; n_e — плотность электронной компоненты среды, может быть рассчитана по уравнению Саха в силу локальной равновесности среды [19].

Парциальное влияние вышеупомянутых механизмов ($v_{\phi m} = v_{\phi m}(T, p, n_e)$, где $m = n, i$) на рефракцию лазерного излучения при условии их аддитивности оценивается следующим образом:

$$\varepsilon_p = \varepsilon_n + \varepsilon_i - 1.$$

Таким образом, задача прохождения лазерного излучения через среду пароголового канала сводится к расчету термодинамических параметров отдельных точек канала, определяемых, в свою очередь, процессами переноса в его среде: тепломассопереносом, транспортировкой излучения, диффузией среды канала и технологических газов.

Тепломассоперенос в среде канала. В модели процессы тепло- и массопереноса в газоподобной среде описываются системой классических уравнений газовой динамики, из которых в первом приближении можно исключить влияние силы тяжести и вязких сил на изменение теплосодержания системы на основании результатов экспериментальных исследований истечения пароплазменных струй из канала в ходе лазерной сварки [6, 20]. Система включает в себя следующие уравнения.

1. Уравнение движения. Отражает закон сохранения количества движения применительно к рассматриваемому объему газоподобной среды:

$$\rho \frac{d\bar{v}}{dt} + \rho(\bar{v} \cdot \nabla)\bar{v} = \nabla p,$$

где p — давление; ρ — плотность; \bar{v} — вектор скорости движения среды канала.

2. Уравнение неразрывности. Отражает закон сохранения массы для любого объема движущегося газа, когда при отсутствии разрывов среды приток массы газа равняется расходу

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\text{div}(\rho \bar{v}).$$

3. Уравнение баланса энергий. Отражает закон сохранения энергии для рассматриваемого элементарного объема среды — изменение

полной энергии есть результат работы всех сил, приложенных к объему, поглощения энергии внешнего лазерного излучения L и кондуктивной теплоотдачи Ψ :

$$\frac{d\varepsilon_3}{dt} + \bar{v}\nabla\varepsilon_3 = L - \Psi - \operatorname{div} p\bar{v} + \operatorname{div} \left(\frac{\lambda_T}{c_V} \nabla e \right),$$

где $\varepsilon_3 = \rho \left(e + \frac{v^2}{2} \right)$ — полная энергия единицы объема газоподобной среды (сумма внутренней $e = \frac{p}{\rho(\gamma - 1)}$ и кинетической энергии соответственно); λ_T — коэффициент теплопроводности; c_V — удельная теплоемкость; $\gamma = c_p/c_V$ — показатель адиабаты.

Полная система уравнений имеет следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} &= -\operatorname{div}(\rho\bar{v}); \\ \rho \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \rho(\bar{v} \cdot \nabla)\bar{v} &= \nabla p; \\ \frac{\partial \varepsilon_3}{\partial t} + \bar{v}\nabla\varepsilon_3 &= L - \Psi - \operatorname{div} p\bar{v} + \operatorname{div} \left(\frac{\lambda_T}{c_V} \nabla e \right); \\ \varepsilon_3 &= \rho \left(e + \frac{v^2}{2} \right); \\ e &= \frac{p}{\rho(\gamma - 1)}. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Поглощение и излучение среды канала. В уравнение энергии включены члены, характеризующие поглощение энергии лазерного излучения (L) и потери на излучение в среде канала (Ψ).

Поглощение в среде описывается уравнением Бугера–Ламберта ($L = L(\chi)$). Скорректированный на вынужденное испускание, уточненный фактором Гаунта коэффициент поглощения лазерного излучения ($\lambda = 10,6$ мкм) в континууме при преобладании тормозного механизма поглощения (малые кванты) оценивается как [16, 19]:

$$\chi = \frac{2,82 \cdot 10^{-39} n_e^2}{T^{3/2}} \lg \frac{2,17 \cdot 10^5 T}{n_e^{1/3}}. \quad (4)$$

Энергетические потери объема среды на тепловое излучение оцениваются при рассмотрении в континууме и линиях [16]:

$$\Psi = 4,1 \cdot 10^{-40} T^{1/2} n_e^2 \left(1 + \frac{E_g}{kT} \right), \quad (5)$$

где E_g — энергия связи нижнего возбужденного состояния атома; k — постоянная Больцмана; T — температура.

Расчет коэффициента теплопроводности. Входящий в уравнение энергии коэффициент теплопроводности λ_T оценивается исходя из соображений классической газокINETической теории при рассмотрении среды как химически многокомпонентной системы (т.е. с учетом сварки реальных сталей) нейтральных, сталкивающихся между собой частиц:

$$\lambda_{Tn} = \frac{\rho c_p l \langle v \rangle}{3}, \quad (6)$$

где ρ — плотность среды; c_p — удельная теплоемкость среды при постоянном давлении; $l = \frac{1}{2^{1/2} \sum_{l=1}^k \sum_{j=1}^k \sigma_{lj} (n_l + n_j)}$ — длина свободного

пробега частиц химически многокомпонентной среды; σ_{lj} — сечение взаимодействия l -й и j -й компонент смеси; n_l и n_j — плотности компонент; k — число компонент смеси; $\langle v \rangle$ — средняя скорость теплового движения частиц.

Расчет электростатического взаимодействия ионизированных частиц при учете *амбиполярной диффузии* —

$$\lambda_{Ti} = \frac{2}{3} \rho c_p l \langle v \rangle; \quad (7)$$

реактивного механизма теплопроводности многокомпонентной среды —

$$\lambda_{Tp} = \frac{2D}{kT^2} \sum_{j=1}^k \frac{n_{ij} n_{aj} I_j^2}{2n_{aj} + n_{ij}}, \quad (8)$$

где n_{ij} и n_{aj} — парциальные плотности ионизированных и нейтральных компонент среды соответственно; I_j — потенциалы ионизации отдельных компонент;

электронного механизма теплопроводности —

$$\lambda_{Te} = \frac{5}{2} k n_e \frac{l_{ei} \langle v_e \rangle}{3}, \quad (9)$$

где k — постоянная Больцмана; l_{ei} — длина пробега при кулоновских взаимодействиях электронов с ионами; $\langle v_e \rangle$ — средняя скорость электронов.

Результирующий коэффициент теплопроводности рассчитывается с учетом долевого вклада взаимодействий неионизированных и ионизированных частиц среды в зависимости от степени ее ионизации.

Диффузия среды канала и технологического газа. Для описания влияния технологических газов на энергетическую эффективность лазерной сварки в модели в рассмотрение включены диффузионные потоки в среде канала. Известно [1, 2], что это влияние обусловлено изменением степени ионизации результирующей смеси при взаимной диффузии компонент среды и энергетически “холодных” газов. В модели изменение парциальных плотностей компонент ρ_k ($\rho = \sum_{k=1}^n \rho_k$) смеси, образующейся за счет диффузионных потоков, определяет изменение результирующей степени ее ионизации в каждом элементарном объеме среды.

Очевидно, что для парогазового канала, для которого характерно развитие высоких массовых скоростей потока смеси, диффузия, обусловленная только градиентом концентрации, играет весьма незначительную роль и может быть исключена из рассмотрения. Уравнение диффузии для среды канала имеет вид

$$\frac{\partial \rho_k}{\partial t} = -\operatorname{div}(\rho_k \bar{v}). \quad (10)$$

где ρ_k — парциальные плотности диффундирующих компонент смеси; \bar{v} — вектор средней скорости течения смеси.

Размерность модели. Ввиду очевидной неосесимметричности процесса при моделировании сварки в движении, задача рассматривается в декартовой системе координат. Полагая, что основные процессы взаимодействия лазерного излучения с материалом на передней стенке канала, кристаллизационные процессы и перенос жидкого металла могут быть описаны в вертикальной и продольной координатах, моделирование в первом приближении сводится к рассмотрению одного центрального, вертикального, однородного по поперечной координате слоя канала. Его конфигурация практически полностью определяет глубину проплавления и форму продольного сечения сварочной ванны.

Прохождение лазерного излучения через среду канала в модели представляется как взаимодействие совокупности отдельных лучей — носителей доли энергии, составляющих лазерный пучок, со слоями элементарных объемов среды. Это позволяет оценить рассеяние энергии излучения в отдельных элементарных объемах:

$$dq_k = q_{0k}(1 - \exp(-\chi_k l_k)), \quad (11)$$

где q_{0k} — плотность мощности, приходящаяся в соответствии с гауссовым распределением на верхнюю границу произвольного k -го элементарного объема слоя; χ_k — локальный коэффициент поглощения среды, рассчитываемый по формуле (4); l_k — длина пути, пройденного лучом в

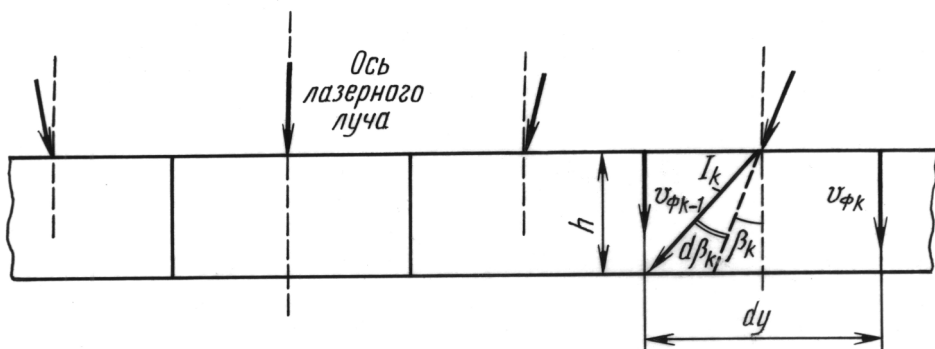


Рис. 2. Схема рефракции лучей лазерного пучка вследствие различия фазовых скоростей волнового фронта в соседних ячейках рассматриваемого слоя среды канала

рассматриваемом слое среды, и проследить рефракцию луча как отклонение от первоначального направления, определяемое углом β_k , в слое толщиной h (рис. 2), где введены следующие обозначения: I_k — вектор интенсивности лазерного луча, падающего на ячейку с номером k под углом β_k ; $v_{\phi k-1}$, $v_{\phi k}$ — векторы фазовых скоростей волнового фронта в ячейках с номерами k и $(k - 1)$; $d\beta_R$ — величина изменения угла падения вектора интенсивности вследствие различия фазовых скоростей волнового фронта в соседних ячейках:

$$d\beta_k = \frac{dv_{\phi}}{dy} \frac{h}{v_{\phi k-1}}, \quad (12)$$

где $dv_{\phi}/v_{\phi k-1}$ — относительное изменение скорости волнового фронта лазерного излучения на боковых гранях ячейки; dy — горизонтальный размер ячейки разбиения; h — толщина слоя среды канала.

Физические процессы на стенках канала. Граничные условия задачи (взаимодействие среды со стенками канала) определяют передачу энергии стенкам от среды, поступление порций испаряемого металла в обратном направлении и движение фронтов испарения и плавления в материале.

Фазовый переход расплав–среда рассматривается в рамках модели “изотермического скачка”. Температура жидкой прослойки на фронте испарения T_w при нормальных условиях ($p_0 = 1$ атм) принимается равной $T_0 = 2000$ К. Коэффициент отражения поверхности расплава ($\lambda = 10,6$ мкм) R_r при данной температуре принимается равным 0,4 [21].

Полагаем, что все процессы на стенках канала определяются суммарным энергетическим воздействием поглощенной доли нормальной составляющей лазерного излучения q_w из-за очевидной малости тан-

генциальной составляющей и кондуктивной теплопередачей от перегретой среды ($q_{\text{конд}} = \lambda_{hr}(T - T_w)$, где λ_{hr} — коэффициент теплообмена между периферией среды и расплавом стенок канала; T — температура периферийных участков среды).

Доля энергии, затрачиваемая на испарение (массу пара), зависит от плотности мощности падающего излучения и определяется по следующей линейной аппроксимации:

$$q_i = \begin{cases} 0, & \text{при } q_w \leq q_1, \\ q_w \frac{q_w - q_1}{q_2 - q_1}, & \text{при } q_1 \leq q_w \leq q_2, \\ q_w & \text{при } q_w \geq q_2, \end{cases} \quad (13)$$

где $q_1 \approx 5 \cdot 10^9$ Вт/м² — порог начала испарения и появления паров на стенках канала [21]; $q_2 \approx 10^{11}$ Вт/м² — плотность мощности, при превышении которой вся подводимая энергия расходуется на испарение [23].

При наличии испарения со стенок ($q_i > 0$) данная оценка позволяет для конкретного материала получить массовую скорость парообразования D_i :

$$D_i = \frac{q_i}{H}, \quad H = \Omega + c_p T_w + \frac{u_w^2}{2}, \quad (14)$$

где H — полная энтальпия “сгорания” [16], определяемая как сумма удельной теплоты парообразования Ω и собственно “теплосодержания” пара; u_w — нормальная составляющая скорости пара.

На границе среда–расплав вводится условие фазового равновесия, определяющее флуктуации температуры T_w относительно 2000 К при изменении давления паров вблизи стенок [24], и условие Жуге, определяющее начальную скорость истекающих паров:

$$u_w = \gamma R T_w, \quad v_w = 0, \quad (15)$$

где v_w — тангенциальная составляющая скорости пара.

На основании формулы (16) можно определить плотность и давление приповерхностных паров металла:

$$\rho_w = \frac{D_i}{u_w}, \quad p_w = \rho_w T_w R; \quad (16)$$

скорость движения границы пар–расплав

$$v_w = \frac{D_i}{\rho_r}, \quad (17)$$

где ρ_r — плотность расплава; расстояние, на которое смещаются вглубь материала стенки канала за интервал времени t ,

$$h_w = \int_0^t \nu_i dt. \quad (18)$$

Локальные смещения фронта испарения определяют конфигурацию парогазового канала в материале в процессе сварки.

Помимо испарения, в модели учитывалась диссипация энергии, поглощенной стенками канала, на нагрев холодного образца до температуры плавления и образование слоя расплава:

$$q_r = q_w - q_i = C_r D_r + c_T (T_w - T_r) D_r + \lambda_{hm} (T_r - T_{me}), \quad (19)$$

где C_r — удельная теплота плавления металла; D_r — массовая скорость образования расплава; c_T — удельная теплоемкость расплава; T_r — температура плавления металла; λ_{hm} — коэффициент теплообмена между расплавом и холодным металлом; T_{me} — температура холодного металла (принимается равной 300 К).

С учетом этого, исходя из энергетических соображений, определяются скорости образования расплава и, соответственно, локальные смещения фронта плавления, определяющие глубину проплавления образца при лазерной сварке, что является технологическим выходом модели:

$$v_r = \frac{D_r}{\rho_{me}}; \quad (20)$$

$$h_r = \int_0^t \nu_r dt, \quad (21)$$

где ρ_{me} — плотность твердого металла.

На выходе из канала были заданы следующие условия:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{\infty} &= \frac{(T - T_{\infty})}{l_{\infty}}; \\ p &= p_{\infty}; \\ q &= 0, \quad -\infty \leq y \leq -r_0; \\ q &= q_0, \quad -r_0 \leq y \leq r_0; \\ q &= 0, \quad r_0 \leq y \leq +\infty, \end{aligned} \right\}, \quad (22)$$

где $T_{\infty} = 300$ К и $p_{\infty} = p_0 = 1,013 \cdot 10^5$ Па — температура и давление окружающей среды над каналом; l_{∞} — эффективная длина, на которой происходит теплообмен периферии моделируемой области с границей.

При моделировании сварки в движении учитывается перенос образующейся под наезжающим со скоростью сварки лазерным лучом и достигшей критического размера капли расплава с фронтальной стенки канала на заднюю. Перенос рассматривается как мгновенный акт, сопровождающийся адиабатическим теплопереносом. В результате такого покапельного перемещения металла движущийся за лазерным лучом канал приобретает сложную форму, близкую к реальной. Другие физические процессы, протекающие в жидкой фазе сварочной ванны, в модели не рассматриваются.

Вычислительный эксперимент. Результирующая система уравнений, дополненная граничными условиями, решалась численно методом “распада разрывов”, что позволяло решать задачи с приемлемой (4 %) для практических целей точностью, в том числе и для случая разрывных течений (область ударных волн) в среде канала, характеризующейся высокими “плазменными” температурами, когда другие “сеточные” методы дают существенную ошибку.

Вычислительные эксперименты проводились для стали 12Х18Н10Т. Моделировалась сварка образцов толщиной 1...12 мм. В качестве технологического газа, заполняющего канал при отсутствии паров стали и составляющего атмосферу над его поверхностью, выбрали гелий.

Для настройки программы в виде констант задавали теплофизические параметры обрабатываемой стали и технологического газа. Предполагалось, что объектив с фокусным расстоянием 160 мм и световым сечением 35 мм фокусировал круговое нормальное распределение плотности мощности. К числу варьируемых параметров относили мощность лазерного излучения (3,5...10 кВт), скорость сварки (0,6...3,0 м/мин) и заглупление фокуса луча под поверхность образца (0...3 мм).

В процессе работы программы рассчитывали поля температур T , коэффициенты поглощения среды χ , давления p , плотности ρ , вертикальные u и горизонтальные v компоненты скорости среды, плотности мощности лазерного излучения по лазерному лучу. Рассчитывались также скорости движения границ пар–расплав и расплав–твердый металл. Поля рассчитывались в виде массивов, соответствующих совокупности ячеек разбиения. Проводились расчеты изменения диэлектрической проницаемости точек среды канала и обусловленные ими искажения волнового фронта лазерного излучения в канале. За выходной технологический параметр принимали установившуюся глубину проплавления.

Результаты моделирования. Разработанная модель позволила, помимо получения технологических результатов, анализировать непосредственно в ходе моделирования динамику отдельных физических

процессов в канале, их вклад в результирующее изменение параметров среды и энергобаланс всего процесса сварки в целом, что сделало рассматриваемый технологический процесс более прогнозируемым и подконтрольным.

В ходе вычислительных экспериментов наблюдалась последовательность протекающих в канале физических процессов, полученная ранее лишь в ходе известных натуральных экспериментов [7, 9, 25].

1. Пары металла, истекающие со стенок, формировали облако, расширяющееся в направлении выхода из канала в течение $\sim 10^{-5}$ с. Несмотря на некоторый нагрев паров (до ~ 3500 К под лучом), облако было прозрачно для лазерного излучения (картина распределения плотности мощности в канале не изменялась), и энергия продолжала беспрепятственно поступать к стенкам и увеличивать плотность истекающих паров.

2. В области фокуса лазерного луча лавинообразно нарастали ионизационные процессы в парах ($\sim 10^{-7}$ с), и облако низкотемпературной плазмы распространялось в режиме “световой детонации” ($\sim 2 \cdot 10^{-6}$ с) в донную часть канала. Направление распространения может быть объяснено облегченностью условий ионизации в области повышенного давления. Установившиеся значения температур среды канала варьировались в диапазоне 10 000... 14 000 К, а под лучом локальные температуры точек среды достигали значений 29 000... 30 000 К, что хорошо согласуется с известными данными [18]. Коэффициенты поглощения среды, соответствующие таким температурам, варьировались в диапазоне 1... 11 см^{-1} , что соответствует “металлическому” поглощению лазерного излучения. Локальные значения χ некоторых точек среды вблизи фокуса луча при достижении давлений $> 2,5$ атм достигали 15... 22 см^{-1} .

3. Под действием избыточного давления и высоких температур в канале формировался поток сильно ионизированной среды (газодинамическая волна сжатия), устремляющийся к поверхности канала. Поток интенсивно поглощал и диссипировал лазерное излучение в объеме канала. Одновременно имела место рефракция излучения, проявлявшаяся в виде некоторого поперечного расширения и вертикального смещения фокуса луча. В итоге доступ тепловой энергии в нижнюю часть канала практически прекращался, и “массовый” источник потока — испарение со стенок — “выключалось”. Достигший поверхности канала поток выплескивался на поверхность материала. Продолжительность процессов формирования потока и его выплеска составляла в сумме $\sim 10^{-4}$ с.

4. Среда канала просветлялась и в нем наблюдалось присутствие двух противоположно направленных потоков. Благодаря мощному вы-

носу массы среды и создаваемому в канале разрежению (особенно в области, непосредственно взаимодействующей с лазерным лучом вблизи передней стенки), через его верхнюю границу поступал холодный газ окружающей среды, и формировался “входной” поток, направленный вглубь канала. Одновременно с этим продолжался вынос массы среды из канала благодаря движению пристеночных, более холодных и малоскоростных участков первого потока, составляющих “выходной” поток. В итоге, формировалась малоинтенсивная петля пристеночной циркуляции слабоионизованного газа. Поступающий в канал газ дополнительно охлаждал его среду. Лазерное излучение практически без потерь энергии, постепенно достигало стенок канала, и испарение вновь возобновлялось. Период просветления и возобновления испарения составлял $\sim 0,1 \cdot 10^{-3} \dots 0,9 \cdot 10^{-3}$ с. Затем последовательность физических процессов в канале циклично повторялась.

Полученные в ходе моделирования расчетные временные зависимости интенсивности истечения потоков среды из канала, как следствие протекания в нем упомянутой последовательности процессов, хорошо согласовывались с результатами известных натуральных экспериментов [6] (рис. 3). Отмеченные различия могут быть объяснены следующим: 1) отсутствием учета конвективных гидродинамических осцилляций в жидкой фазе сварочной ванны; 2) химической неоднородностью реальной стали; 3) возмущениями, возникающими под действием высвобождаемых в ходе сварки механических напряжений в стали.

С помощью модели продемонстрирована зависимость динамики физических процессов в канале от соотношения основных техноло-

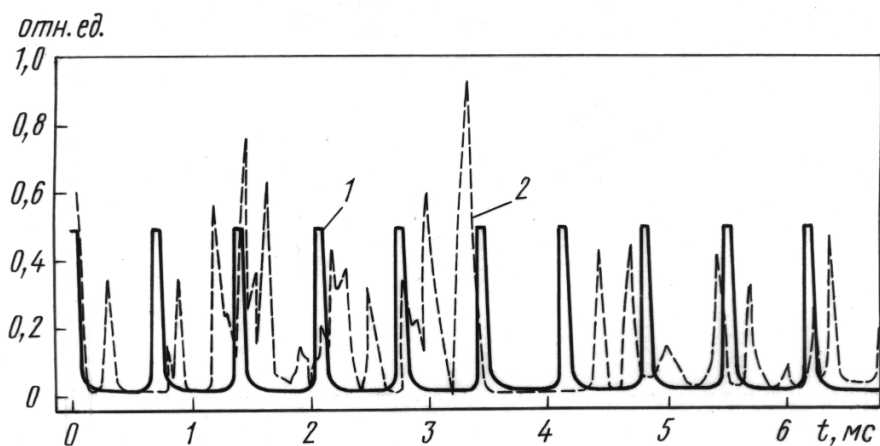


Рис. 3. Флуктуации интенсивности истечения из канала потоков среды ($P = 10$ кВт, $v_{св} = 1,5$ м/мин, $df = 1,5$ мм):

1 и 2 — результаты численного моделирования и натуральных экспериментов с использованием фотодиодов [6]

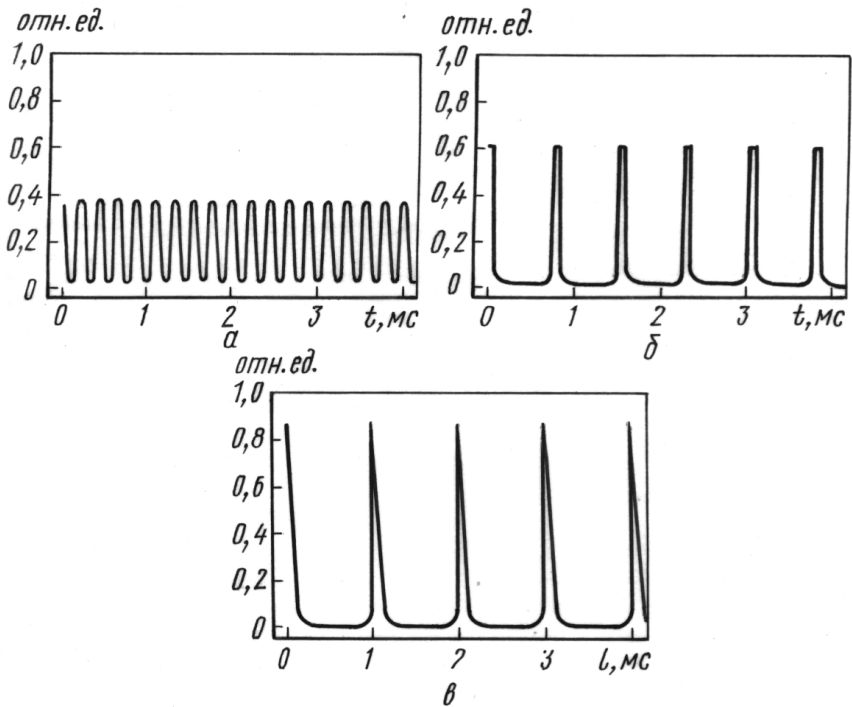


Рис. 4. Экспериментальные флуктуации интенсивности истечения из канала потоков среды при лазерной сварке с различными параметрами режимов ($df = 1,5$ мм):

a — $P = 10$ кВт, $v_{св} = 0,65$ м/мин; *б* — $P = 3,5$ кВт, $v_{св} = 0,65$ м/мин; *в* — $P = 3,5$ кВт, $v_{св} = 2,5$ м/мин

гических параметров процесса сварки (рис. 4). Так, увеличение мощности лазерного излучения $P_{ли}$ приводит к ускорению развития ионизационных процессов в канале, существенному уменьшению периода оптического просветления среды ($P_{ли} = 10$ кВт, $v_{св} = 0,65$ м/мин, заглубление фокуса $df = 1,5$ мм, период просветления равен 0,08 мс), практически полному оптическому блокированию его нижней части сильно ионизированной средой и лишь частичному периодическому разрежению ее в объеме канала. Увеличение скорости сварки $v_{св}$, напротив, ведет к возрастанию периода просветления среды ($P_{ли} = 3,5$ кВт, $v_{св} = 2,5$ м/мин, $df = 1,5$ мм, период просветления равен 0,9 мс) и полному разрежению среды канала. Смещение фокуса вверх по лучу равносильно возрастанию $v_{св}$, а смещение вниз — увеличению $P_{ли}$. Таким образом, было установлено, что модель копирует реакцию процесса сварки на любые изменения входных технологических параметров.

Помимо этого установлено, что развитие канала в глубину продолжается некоторое время, после чего прекращается, и программа моделирует фазу квазистационарного состояния канала с флуктуациями глубины проплавления — пиками проплавления, являющимися зако-

номерным отражением состояния среды канала. Максимумы глубины проплавления соответствуют периоду просветления среды, углубления канала за счет испарения со стенок, продвижения фронта плавления в глубь массива образца, минимумы — периоду экранировки лазерного излучения сильноионизированной средой и прекращения испарения.

Известны эмпирические корреляции частоты выплесков среды из канала с устойчивостью жидкой фазы сварочной ванны, которая определяет такие характеристики результатов лазерной сварки, как пористость шва (в пределах переходящая в схлопывания канала), его чешуйчатость как результат периодического выноса металла по задней стенке на поверхность и другие дефекты сварки [6, 19, 26]. Это объясняется тем, что интенсивные, но короткие по времени перепады давления в канале не успевают воздействовать на инерционную жидкую фазу, в то время как более продолжительные, хотя и малоинтенсивные, перепады давления успевают возмутить ее. Для неглубоких каналов это влияние малосущественно, но с увеличением мощности лазерного излучения и глубины оно усиливается. Так в работе [20] отмечается, что такое критическое время для каналов глубиной около 10 мм составляет около 1 мс.

Упомянутые колебания жидкой фазы, безусловно, влияют на процессы в канале, изменяют его форму и должны влиять на граничные условия решаемой задачи. Однако эти эффекты существенны только для случаев сварки с неустойчивым каналом, которые не представляют практического интереса и с помощью модели могут быть сразу исключены из рассмотрения. Таким образом, анализ физических процессов в парогазовом канале и оценка частоты перепадов давления в нем позволяют ограничиться моделированием процесса лазерной сварки в условиях стабильного канала и подбирать параметры режимов, соответствующие формированию качественного сварного соединения.

Результаты расчетов глубины проплавления, проведенных для различных режимов сварки стали 12X18H10T, сравнивали в работе с данными натурных экспериментов (рис. 5). Сравнение показало хорошие прогностические свойства модели. Расхождение значений глубины составило $\sim 4,75 \dots 10,5\%$, что может быть объяснено, как уже отмечалось, упрощенным рассмотрением в модели процессов, протекающих в жидкой фазе сварочной ванны и процесса распространения теплоты в массиве образца, химической неоднородностью реальной стали, и не снижает практической эффективности модели, делая ее во многих случаях пригодной для подготовки технологического процесса лазерной сварки в условиях производства.

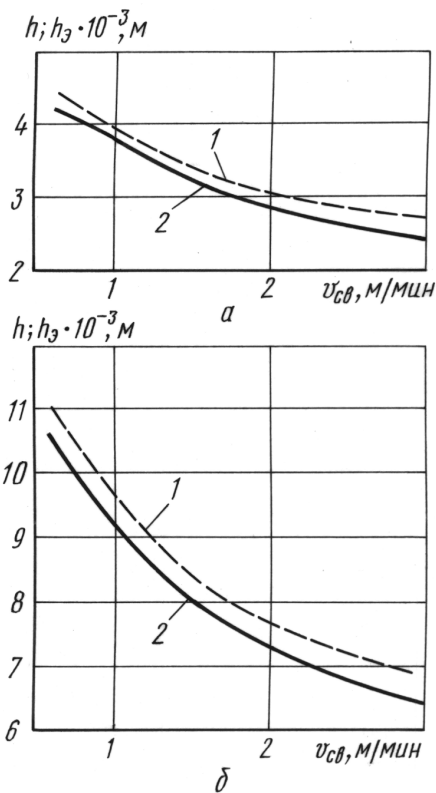


Рис. 5. Зависимости глубин проплавления h и h_3 от скорости сварки $v_{св}$ при лазерной сварке стали 12Х18Н10Т ($df = 1,5$ мм):

a — $P = 3,5$ кВт; b — $P = 10$ кВт; 1 и 2 — h и h_3 — вычислительный и натуральный эксперимент

материала с передней стенки канала на заднюю стенку в виде капли расплава, образующейся под действием нормальной составляющей лазерного излучения и достигшей критического размера, при учете ее частичного испарения позволяет получать форму канала, близкую к реальной при моделировании его движения по ходу луча.

3. Анализ численных методов решения систем дифференциальных уравнений тепло- и массопереноса в пароплазменной среде канала показывает, что только метод “распада разрывов” позволяет получать приемлемое по точности решение для случая разрывных течений (область ударных волн), имеющих место в канале лазерной сварки, когда другие “сеточные” методы дают существенную ошибку, устранение которой требует более мелкой расчетной сетки, значительно увеличивающей время счета.

4. В объеме канала имеют место флуктуации оптической плотности среды, определяющие энерговклад в зону обработки, процессы испа-

Заметим также, что детальное рассмотрение взаимодействия лазерного излучения со средой канала и его стенками позволяет наметить пути применения представленной модели для прогнозирования глубины проплавления при сварке с использованием некоторых технологических приемов, повышающих эффективность проплавления (подача в зону обработки различных газов, осцилляция фокуса луча и т.д.).

Выводы. 1. Разработана модель, основанная на решении двумерной системы дифференциальных уравнений, описывающих процессы, протекающие при взаимодействии среды парогазового канала с лазерным излучением и технологическим газом: поглощение, переизлучение и рефракцию лазерного излучения, тепло- и массоперенос, взаимную диффузию газа и среды канала.

2. Представление горизонтального адиабатического переноса ма-

рения и плавления на стенках канала и глубину проплавления при лазерной сварке. Оценка в ходе моделирования частоты этих флуктуаций позволяет ограничиться рассмотрением случаев сварки, соответствующих условиям стабильного канала, и подбирать параметры режимов, соответствующие формированию качественного сварного соединения.

5. Сравнение результатов расчетов глубины проплавления, проведенных для различных режимов сварки стали 12X18H10T, и данных натуральных экспериментов показало хорошие прогностические свойства модели. Расхождение значений глубины проплавления составило $\sim 4,75 \dots 10,5 \%$, что не снижает практической эффективности модели, делая ее во многих случаях пригодной для подготовки технологического процесса лазерной сварки в условиях производства.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Григорьянц А. Г., Морящев С. Ф., Фромм В. А. Влияние состава газовой атмосферы на эффективность проплавления при сварке // Известия вузов. Машиностроение. – 1980. – № 5. – С. 109–112.
2. Chennat C., Albright C. E. Shielding Gas Effects in Pulsed Carbon Dioxide Laser Spot Welding // LIA. – 1984. – Vol. 44. – P. 76–85.
3. Johnson K. I., Crafer R. C., Edson D. A. Advances in Laser and MIAW Welding Techniques // Welding Journal. – 1983. – Vol. 62, № 2. – P. 15–20.
4. Технологические особенности сварки наклонным лучом / В.В. Башенко, В.А. Лопота, Е.А. Миткевич и др. // Сварочное производство. – 1981. – № 7. – С. 19–21.
5. Чубуков И. А. Разработка способа лазерной сварки конструкционных сталей в шелевую разделку с подачей присадочной проволоки: Дис. ... канд. техн. наук. – М., 1989. – 186 с.
6. Gatzweiler W., Maischner D., Beyer E. On-line Plasma Diagnostics for Process-control in Welding with CO₂-lasers // SPIE. – 1988. – Vol. 1020. – P. 142–148.
7. Model of Dynamic Behaviour in Laser Beam Welding / W. Gatzweiler, D. Maischner, F.J. Faber et al. // SPIE. – 1989. – Vol. 1132. – P. 157–165.
8. Ерофеев В. А. Прогнозирование качества электронно-лучевой и лазерной сварки на основе компьютерного моделирования: Монография / Под общей ред. В.А. Судника, В.А. Фролова. – Тула: ТулГУ, 2002 г. – 140 с.
9. A Mathematical Model for Laser Welding with Keyhole / T. Ohji, E. Murakami, Y. Matsubayashi et al. // SPIE. – 1994. – Vol. 2500. – P. 138–143.
10. Cautello M., Cruciani D., Ciboldi M. Mass and Heat Transfer in Deep Penetration Laser Welding // SPIE. – 1987. – Vol. 801. – P. 185–190.
11. Трофимов А. Н. Разработка расчетных методов исследования тепловых процессов при лазерной обработке металлов с применением численного анализа: Дис. ... канд. техн. наук. – М., 1985. – 194 с.
12. Lambros S. G., Metzbowler E. A., Moore P. G. A Numerical Model for Deep Penetration Laser Welding // SPIE. – 1991. – Vol. 1722. – P. 40–52.
13. Арутюнян Р. В., Большов Л. А., Каневский М. Ф. Динамика плазмы оптического пробоя при глубоком проплавлении металлов // Журнал прикладной механики и теоретической физики. – 1988. – № 5. – С. 7–13.

14. Библик О. Б., Трофимов А. Н. Об экранировке поверхности при лучевых способах сварки // Физика и химия обработки материалов. – 1989. – № 2. – С. 116–118.
15. Виленская Г. Г., Немчинов И. В. Численный расчет движения и нагрева излучением ОКГ плазмы, образовавшейся при вспышке поглощения в парах твердого тела // Журнал прикладной механики и теоретической физики. – 1969. – № 6. – С. 3–20.
16. Годунов С. К., Забродин А. В. Численное решение многомерных задач газовой динамики. – М.: Наука, 1976. – 400 с.
17. Sokolowski W., Herziger G., Beyer E. Spectroscopic Study of Laser-induced Plasma in the Welding Process of Steel and Aluminium // SPIE. – 1989. – Vol. 1132. – P. 289–295.
18. Майоров Л. Н., Харахашев А. Х. Моделирование процессов прохождения излучения через парогазовый канал для расчета параметров лазерной сварки с глубоким проплавлением // Сварочное производство. – 1996. – № 8. – С. 27–30.
19. Plasma Fluctuations During Machining with cw- CO₂-lasers / E. Beyer, G. Herziger, A. Gasser et al. // SPIE. – 1987. – Vol. 801. – P. 178–184.
20. Дьюли У. Лазерная технология и анализ материалов. – М.: Мир, 1986. – 504 с.
21. Зайкин А. Е., Левин А. В., Петров А. Л. Динамика плазмы приповерхностного оптического разряда в парах металла в луче непрерывного СО₂-лазера // Квантовая электроника. – 1995. – Т. 22, № 2. – С. 145–149.
22. Лазерная и электронно-лучевая обработка материалов: Справочник / Н.Н. Рыкалин, А.А. Углов, И.В. Зуев и др. – М.: Машиностроение, 1985. – 496 с.
23. Афанасьев Ю. В., Крохин О. Н. К теории взаимодействия излучения лазера с веществом // Квантовая радиофизика. – М., 1970. – С. 118–170. (Тр. ФИАН; Т. 52).
24. Григорьянц А. Г. Основы лазерной обработки материалов. – М.: Машиностроение, 1989. – 304 с.
25. John M. C. Noncontact Acoustic Emission Monitoring of Laser Beam Welding // Welding Journal. – 1985. – Vol. 25, № 9. – P. 43–48.
26. Харахашев А. Х. Численное моделирование процесса лазерной сварки стыковых соединений сталей толщиной 1–1,2 мм.: Дис... канд.техн. наук. – М., 2002. – 182 с.

Статья поступила в редакцию 1.11.2003

Александр Григорьевич Григорьянц родился в 1941 г., окончил в 1965 г. МВТУ им. Н.Э. Баумана. Д-р техн. наук, профессор, заведующий кафедрой “Лазерные технологии в машиностроении” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Академик Российской инженерной академии. Имеет более 300 научных работ в области теории прочности сварных соединений и лазерной технологии.



A. G. Grigoryants (b. 1941) graduated from the Bauman Moscow Higher Technical School in 1965. D.Sc. (Eng.), professor, head of “Laser Technologies in Mechanical Engineering” Department of the Bauman Moscow State Technical University. Academician of the Russian Engineering Academy. Author of more than 300 publications in the field of strength theory for welded joints and laser technology.

Андрей Хачепарович Харахашев родился в 1967 г., окончил Физический факультет Ростовского государственного университета в 1989 г. и аспирантуру МГТУ им. Н.Э. Баумана в 1996 г. Канд. техн. наук., доцент кафедры “Металлорежущие станки и инструмент” Донского государственного технического университета. Автор 9 научных работ по моделированию процессов, протекающих в парогазовом канале при лазерной сварке.

A.Kh. Kharakhashev (b. 1967) graduated from the Rostov State University in 1989. Ph. D. (Eng.), assoc. professor of “Metal-cutting Machines and Tooling” of the Donskoy State Technical University. Author of 9 publications in the field of simulation of processes running in vapor-gas channel during laser welding.

Леонид Николаевич Майоров родился в 1948 г., окончил радиотехнический факультет Московского энергетического института. Канд. техн. наук, доцент кафедры “Лазерные технологии в машиностроении” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 60 научных работ.

L.N. Mayorov (b. 1948) graduated from the Moscow Institute for Power Engineering, Ph. D. (Eng.), assoc. professor of “Laser Technologies in Mechanical Engineering” of the Bauman Moscow State Technical University. Author of more than 60 publications.

Марина Вячеславовна Таксанц родилась в 1963 г., окончила факультет автоматике и вычислительной техники Московского энергетического института в 1986 г. Инженер кафедры “Лазерные технологии в машиностроении” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор ряда работ по моделированию процессов, протекающих в парогазовом канале при лазерной сварке.

M.V. Taksants (b. 1963) graduated from the Moscow Institute for Power Engineering in 1986. Engineer of “Laser Technologies in Mechanical Engineering” of the Bauman Moscow State Technical University. Author of a number of publications in the field of simulation of processes running in vapor-gas channel during laser welding.

**В издательстве МГТУ им. Н.Э. Баумана
в 2004 г. вышла в свет книга**

Калугин В.Т.

Аэрогазодинамика органов управления полетом летательных аппаратов: Учебное пособие. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2004. – 648 с.: ил.

ISBN 5-7038-1968-7 (в пер.)

Изложены результаты исследований различных способов управления аэродинамическими характеристиками ракет, ракетных блоков и космических спускаемых аппаратов. Даны методы математического и физического моделирования процессов обтекания органов управления полетом. Систематизирован материал по аэродинамическим, струйным и газодинамическим органам управления, позволяющий создать расчетную базу для аэрогазодинамического проектирования управляющих и тормозных устройств летательных аппаратов.

Книга предназначена для студентов и аспирантов авиационных и ракетно-космических специальностей вузов и технических университетов. Может быть полезна инженерам и научным работникам, специализирующимся в области аэрогазодинамики и проектирования летательных аппаратов.

По вопросам приобретения обращаться по тел. 263-60-45;
e-mail: press@bmstu.ru