

Динамика выхода газовых микропузырьков из расплава при лазерном воздействии на поверхность металла

В.В.Лиханский, А.И.Лобойко

Приводятся результаты теоретического исследования эффективности дегазации приповерхностной области материала при воздействии на нее лазерного излучения. Рассматривается случай, когда объемная концентрация монокислородной газовой фазы мала и представляет собой микропузырьки с размерами не более 10 мкм. Выделены ключевые параметры, определяющие режимы выхода газовых пузырьков из лазерного расплава, и получены аналитические формулы, позволяющие оценить скорость процесса. Проведено сравнение аналитических результатов с результатами двумерного численного моделирования, учитывающими нагрев лазерным излучением твердого образца, его плавление, развитие термокапиллярной конвекции расплава и выход газовых пузырьков из расплава. Установлено хорошее соответствие аналитических и численных результатов.

Ключевые слова: термокапиллярная сила, двухфазная конвекция, лазерное воздействие на поверхность металла, микропузырьки.

Введение

Одним из распространенных дефектов, возникающих при сварке материалов, являются микроскопические газовые поры, существенно снижающие качество сварного соединения и, следовательно, долговечность сварных конструкций. Существуют различные эмпирические способы решения проблемы устранения такого рода дефектов: использование газообразующего флюса на торцах кромок свариваемой конструкции [1], лазерный переплав сварных соединений [2] и другие методы.

Однако кардинальное решение проблемы невозможно без качественного понимания физических процессов, происходящих в ванне расплава, и количественных критериев, позволяющих прогнозировать достоверный результат. Настоящая работа направлена на теоретическое изучение динамики выхода газовых микропузырьков из расплава, образованного воздействием лазерного излучения на поверхность материала.

1. Теоретический анализ

Особенностью лазерного воздействия является достижение высоких градиентов температуры в расплаве. Перемещения пузырьков в ванне расплава происходят под действием архимедовой силы [3], за счет увлечения пузырьков гидродинамическим потоком [4] и термокапиллярного дрейфа [5, 6]. Последний механизм, обусловленный зависимостью поверхностного натяжения от температуры и неоднородностью нагрева поверхности пузырька в отсутствие поверхностно-активных примесей, может играть определяющую роль в процессе дегазации лазерного расплава.

Скорость установившегося термокапиллярного дрейфа пузырька при малых числах Рейнольдса была найдена в [5, 6]. При плавлении материала лазерным излучением обычно реализуется режим движения пузырька при больших числах Рейнольдса, поскольку высокие температурные градиенты обуславливают значительную неоднородность нагрева его поверхности.

Этот режим был аналитически исследован в [5] без учета теплообмена между пузырьком и расплавом, а в [7] – с учетом этого теплообмена. При этом предполагалось, что скорость несущей фазы однородна, а градиент температуры постоянен. В реальности учет термокапиллярной конвекции приводит к сложному неоднородному распределению температуры и скорости расплава.

В частности, градиент температуры при лазерном воздействии направлен от периферии к центру ванны расплава. В то же время термокапиллярное течение расплавленного материала в приповерхностном слое происходит, как правило, от центра к периферии, а в придонной области – в обратном направлении. В результате силы, действующие на газовый пузырек, направлены в одну сторону вблизи дна и в разные стороны в приповерхностной области. Таким образом, режим движения газового пузырька в ванне расплава в значительной степени определяется параметрами лазерного излучения.

Динамику лазерной дегазации можно условно разделить на 3 стадии: образование пузырьков в расплаве, их всплывание и переход через зеркало расплава. Первая и частично вторая стадии изучались в работах [1, 8], а последняя стадия не анализировалась. Переход газового пузырька через зеркало расплава осуществляется не мгновенно, и для эффективной дегазации характерное время нахождения газового пузырька в приповерхностной области t^* , должно быть больше характерного времени перехода. В обратном случае конвективные потоки расплавленного материала отнесут пузырек к периферии ванны, где он может быть либо увлечен в глубь расплава, либо зафиксирован в виде поры при застывании расплава.

Для оценки t^* рассмотрим движение одиночного пузырька и пренебрежем его влиянием на движение расплава, что верно при малых размерах пузырька и низкой концентрации газовой фазы. Тогда движение газового пузырька описывается следующим уравнением [9]:

$$\frac{4}{3}\pi r_b^3 \rho_b \frac{dU_b}{dt} = F_{fr} + F_{tc} + F_{ar} + F_{am}, \quad (1)$$

где r_b , ρ_b , U_b – радиус пузырька, его плотность и скорость соответственно; F_{fr} – сила трения пузырька в расплаве; F_{tc} – термокапиллярная сила; F_{ar} – сила плавучести; F_{am} – сила присоединенной массы. Сила трения F_{fr} пузырька в расплаве имеет вид [10]

$$F_{fr} = \frac{4}{3}\pi r_b^3 \rho_b G(U_f - U_b), \quad (2)$$

$$G = \frac{3}{8} C_{fr} \frac{\rho_f}{\rho_b} \frac{1}{r_b} |U_f - U_b|,$$

где C_{fr} – коэффициент трения; U_f и ρ_f – скорость течения несущей фазы (расплава) в месте нахождения пузырька и ее плотность. В настоящей работе анализируется в первую очередь движение микропузырьков с $r_b < 0.1$ мм. В этом случае при лазерном плавлении металла движение пузырька характеризуется малым числом Вебера $We = r_b \rho_f (U_f - U_b)^2 / \sigma \ll 1$ (где σ – коэффициент поверхностного натяжения расплава) и пузырек имеет сферическую форму. При этом для числа Рейнольдса $1 < Re_b < 500$ коэффициент трения описывается формулой $C_{fr} = 48(1 - 2.2/Re_b^{0.5})/Re_b$ (для дальнейших оценок использовалось приближение $C_{fr} \approx 48/Re_b$), а для $Re_b \ll 1$ – зависимостью $C_{fr} = 16/Re_b$, где $Re_b = 2r_b |U_f - U_b| / \nu$ [10]; ν – коэффициент кинематической вязкости.

Термокапиллярная сила F_{tc} имеет вид [5]

$$F_{tc} = F_0 \pi r_b^2 \gamma \frac{\partial T}{\partial r}. \quad (3)$$

Здесь $\partial T / \partial r$ – градиент температуры в месте нахождения пузырька; $\gamma = |\partial \sigma / \partial T|$; $F_0 = 4$ при $Re_b > 1$ и $F_0 = 3$ при $Re_b \ll 1$.

Сила плавучести F_{ar} и сила присоединенных масс F_{am} определяются, соответственно, выражениями [10]

$$F_{ar} = \frac{4}{3}\pi r_b^3 \rho_f \left(\frac{dU_f}{dt} - g \right), \quad (4)$$

$$F_{am} = \frac{2}{3}\pi r_b^3 \rho_f \left(\frac{dU_f}{dt} - \frac{dU_b}{dt} \right), \quad (5)$$

где g – ускорение свободного падения.

Для анализа движения пузырька вблизи свободной поверхности расплава необходимо оценить скорость движения расплава и градиент температуры в приповерхностной области. С этой целью воспользуемся точным решением задачи термокапиллярной конвекции расплава при гауссовом распределении мощности в пятне облучения [11]:

$$U_f(r) = \left(\frac{2C\gamma}{\rho_f^2 \nu C_f} \right)^{1/2} \left(\frac{W}{r_0^2} \right)^{1/2} r, \quad (6)$$

$$\frac{\partial T}{\partial r}(r) = - \left(\frac{8C^3}{\rho_f^2 \gamma \nu C_f^3} \right)^{1/4} \left(\frac{W}{r_0^2} \right)^{3/4},$$

где W – поглощаемая поверхностью интенсивность лазерного излучения; r_0 – характерный размер гауссова распределения; C_f – теплоемкость расплава; $C = 0.35$ – константа аналитического решения. Подставляя (2)–(6) в (1) и учитывая, что $\rho_b \ll \rho_f$, получаем уравнение движения пузырька в приповерхностном слое расплава:

$$\frac{d^2 r}{dt^2} + 18 t_m^{-1} \frac{dr}{dt} + \left(6 t_m^{-1/2} t_u^{-3/2} - 18 t_m^{-1} t_u^{-1} - 3 t_u^{-2} \right) r = 0, \quad (7)$$

где

$$t_u = \left(\frac{2C\gamma}{\rho_f^2 \nu C_f} \right)^{-1/2} \left(\frac{W}{r_0^2} \right)^{-1/2} \quad (8)$$

– характерное время конвекции расплава; $t_m = r_b^2 / \nu$ – характерное время вовлечения пузырька в движение несущей фазы.

Из решения (7), которое имеет вид $r(t) \sim C_1 \exp(t/t^*) + C_2 \exp(t/t^{**})$, и начальных условий следует, что $C_1, C_2, t^* > 0$ и $t^{**} < 0$ (где $1/t^*$ и $1/t^{**}$ – первый и второй корни характеристического уравнения дифференциального уравнения (7)) при любых параметрах лазерного излучения и размерах пузырька. Оценка характерного времени нахождения пузырька у поверхности расплава t^* дает

$$t^* = \frac{t_m}{9[(1+B)^{1/2} - 1]}, \quad (9)$$

$$B = \frac{1}{81} \left[3 \left(\frac{t_m}{t_u} \right)^2 - 6 \left(\frac{t_m}{t_u} \right)^{3/2} + 18 \left(\frac{t_m}{t_u} \right) \right].$$

При анализе (9) можно выделить два предельных случая: быстрое ($B \ll 1$ или $t_m \ll t_u$) и медленное ($B \gg 1$ или $t_m \gg t_u$) вовлечение пузырька в приповерхностную конвекцию расплава. В первом случае время t^* не зависит от размера пузырька и равно характерному времени конвекции расплава: $t^* \approx t_u$. Во втором случае время t^* также не зависит от размера пузырька, но немного меньше характерного времени конвекции: $t^* \approx 3^{-1/2} t_u \approx 0.577 t_u$.

Отсюда следует, что при развитой термокапиллярной конвекции расплава не существует таких параметров лазерного излучения, для которых при градиенте температуры, направленном к центру пятна облучения, происходит движение газового пузырька к центру ванны расплава в приповерхностной области. Выход газового пузырька из расплава при термокапиллярной конвекции может быть затруднен, если время нахождения пузырька у поверхности t^* меньше, чем характерное время перехода газового пузырька через зеркало расплава t_{out} .

Проанализируем эффективность дегазации ванны расплава с малой объемной концентрацией газовой фазы α_0 в образце ($\alpha_0 \ll 1$) при параметрах лазерного излучения, типичных для плавления. Пусть газовая фаза состоит из пузырьков одного размера. Тогда изменение числа пузырьков в расплаве N_b на стадии плавления описывается уравнением

$$\frac{dN_b}{dt} = \alpha_0 \frac{dV}{dt} - \frac{N_b}{\tau},$$

где $V(t)$ – объем ванны расплава; τ – характерное время

нахождения газового пузырька в расплаве. Первое слагаемое справа описывает приход газовых пузырьков в жидкую ванну из-за плавления твердой фазы, а второе – уход пузырьков из ванны расплава через свободную поверхность. С учетом соотношения $N_b = \alpha(t)V(t)$ изменение объемной концентрации газа в расплаве $\alpha(t)$ можно представить в виде

$$\frac{d\alpha}{dt} = (\alpha_0 - \alpha) \frac{1}{V} \frac{dV}{dt} - \frac{\alpha}{\tau}. \quad (10)$$

Полное время нахождения газового пузырька в расплаве τ складывается из времени дрейфа пузырька от дна ванны к поверхности t_{int} и времени перехода газового пузырька через свободную поверхность t_{out} : $\tau = t_{int} + t_{out}$. Пусть характерное время t_{out} зависит от размера пузырька и физических характеристик зеркала расплава, которые не меняются в течение времени существования расплава. Характерное время $t_{int} \sim h(t)/u_{int}$, где $h(t)$ – меняющаяся со временем глубина ванны расплава, а u_{int} – вертикальная скорость пузырька.

Следует отметить, что при $\alpha_0 \ll 1$ можно не учитывать зависимость теплофизических свойств образца от концентрации газовой фазы. Тогда на начальной стадии плавления объем расплава увеличивается прямо пропорционально времени с коэффициентом пропорциональности, зависящим от параметров лазерного излучения и теплофизических свойств образца, т. е. $(1/V(t))(dV/dt) \simeq 1/t$ для различных режимов лазерного облучения. Используя это соотношение, рассмотрим два предельных режима выхода пузырьков из расплава.

В случае $t_{int} \ll t_{out}$ уравнение (10) можно переписать в виде

$$\frac{d\alpha}{dt} = \frac{\alpha_0 - \alpha}{t} - \frac{\alpha}{t_{out}}.$$

Последнее выражение при $t_{out} \equiv \text{const}$ легко интегрируется, и для начальных условий $\alpha(t = 0) = \alpha_0$ получаем

$$\frac{\alpha(t)}{\alpha_0} = \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{t_{out}}\right) \right] \frac{t_{out}}{t}. \quad (11)$$

Заметим, что степень дегазации ванны расплава при сделанных предположениях зависит только от времени перехода пузырька через зеркало расплава и не зависит от параметров лазерного излучения, хотя от них зависит скорость образования и объем ванны расплава.

В случае $t_{int} \gg t_{out}$ воспользуемся корреляционным соотношением для глубины расплава на начальной стадии плавления $h(t) \sim t^{1/2}$. Тогда оценка характерного времени всплывания пузырька от дна ванны к поверхности имеет вид

$$t_{int} = \frac{h_{max}}{u_{int}} \left(\frac{t}{t_{max}} \right)^{1/2} = \beta t^{1/2}, \quad (12)$$

где h_{max} – максимальная глубина ванны расплава, достигаемая к концу импульса излучения длительностью t_{max} . Кроме того, на начальной стадии плавления вертикальная скорость пузырька u_{int} близка к дрейфовой термокапиллярной скорости u_{dr} , т. к. вертикальная составляющая термокапиллярной силы на несколько порядков превышает архимедову силу:

$$u_{int} \approx u_{dr} = D \frac{r_b}{\rho_f \nu} \gamma \frac{W}{\kappa}, \quad (13)$$

где κ – коэффициент теплопроводности; $D = 1/3$ при $Re_b \gg 1$ и $D = 1/2$ при $Re_b \ll 1$ [5]. С учетом сделанных выше предположений уравнение (10) запишется в виде

$$\frac{d\alpha}{dt} = \frac{\alpha_0 - \alpha}{t} - \frac{\alpha}{\beta t^{1/2}}. \quad (14)$$

Решение (14) при начальном условии $\alpha(t = 0) = \alpha_0$ дается выражением

$$\frac{\alpha(t)}{\alpha_0} = \frac{\beta^2}{2t} \left[\exp\left(-\frac{2t^{1/2}}{\beta}\right) + \frac{2t^{1/2}}{\beta} - 1 \right]. \quad (15)$$

Сравним теперь аналитические выражения (11) и (15) с результатами двумерного численного моделирования, учитывающего нагрев лазерным излучением твердого образца с малой концентрацией монодисперсной газовой фазы, его плавление, возникновение термокапиллярной конвекции, движение и выход газовых пузырьков из расплава.

2. Численные результаты

Для моделирования двухфазной конвекции гетерогенной смеси газовые пузырьки – расплав была использована расчетная схема, основанная на континуальном представлении несущей среды и дискретном представлении дисперсной фазы. Движение пузырьков моделировалось уравнениями (1)–(5), а расплав полагался вязкой несжимаемой теплопроводящей жидкостью, динамика которой описывалась уравнениями неразрывности и Навье – Стокса в приближении Буссинеска с учетом сил, действующих со стороны газовых пузырьков на теплоноситель [10]:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \text{div } \eta U_f = 0, \quad (16)$$

$$\frac{\partial U_f}{\partial t} + U_f \text{grad } U_f =$$

$$= -\frac{1}{\rho_f} \text{grad } p + \frac{1}{\eta} \text{div}(\eta \nu \text{grad } U_f) + \frac{F_v}{\eta \rho_f},$$

$$\frac{\partial \eta C_f \rho_f T}{\partial t} + \text{div}(\eta C_f \rho_f T U_f) = \text{div}(\eta \kappa_{ef} \text{grad } T) + F_T, \quad (18)$$

где $\eta = 1 - \alpha$ – объемная доля расплава; F_v и F_T – члены, учитывающие обмен импульсом и теплом единичного объема расплава с газовыми пузырьками соответственно; κ_{ef} – эффективный коэффициент теплопроводности смеси расплав – газовые пузырьки; p – давление в жидкости.

Уравнение для распределения температуры в твердой фазе имеет вид

$$C_s \rho_s \frac{\partial T}{\partial t} - \text{div}(\kappa_{ef} \text{grad } T) = 0, \quad (19)$$

где C_s и ρ_s – теплоемкость и плотность твердой фазы. Фазовый переход твердое тело – расплав и граничные усло-

вия учитываются стандартным образом, как, например, в [12]. В настоящих расчетах ввиду малости объемной концентрации газовой фазы членами, описывающими межфазный обмен, мы пренебрегали, а зависимость теплофизических свойств образца от концентрации газовой фазы не учитывали.

Численная модель, разработанная для корректного описания дегазации ванны расплава при термокапиллярной конвекции под действием лазерного излучения, основана на известном методе решения Лагранжа–Эйлера. Уравнения Навье–Стокса для вязкой несжимаемой жидкости (16)–(18) и уравнение для температуры несущей фазы (19) решаются методом Эйлера на неподвижной разностной сетке, а при решении уравнения Буссинеска–Озеена (1) для движения газового пузырька в расплаве используется метод Лагранжа. При этом физические параметры, определенные на эйлеровой разностной сетке и необходимые для расчета движения лагранжевой частицы (пузырька), интерполируются в точку расположения данной частицы. Такой способ решения с хорошей точностью моделирует движение газового пузырька в ванне расплава и ранее использовался для расчетов теплопередачи через слой жидкости при барботаже [13].

Ниже приведены расчеты для лазерного излучения с гауссовым распределением интенсивности в пятне, радиусом пучка $r_0 = 0.1$ см, длительностью импульса $t_{\text{max}} = 0.1$ с при поглощаемой мощности излучения $P_0 = 500$ Вт. Теплофизические параметры образца предполагались не зависящими от температуры: $\rho_f = 7.8$ г/см³, $C_f = 0.56$ Дж/(К·г), $\kappa = 0.4$ Вт/(К·см), $\nu = 5.5 \cdot 10^{-3}$ см²/с, $\gamma = 0.35$ дин/(К·см), температура плавления 1730 К, удельная энергия фазового перехода 2184 Дж/см³. Начальное распределение газонаполненных пор предполагалось равномерным по всему объему образца, а размеры пор в расчетах варьировались от 0.1 до 10 мкм. При численном моделировании использовались неравномерная прямоугольная разностная сетка размером 100×100 ячеек, сгущающаяся к свободной поверхности для более точной аппроксимации граничных условий, и 3500 дискретных частиц, описывающих движение газовых пузырьков. Характерное время перехода газового пузырька через зеркало расплава t_{out} в расчетах варьировалось от 10^{-2} до 10^{-4} с.

Расчеты показали, что при малых t течение имеет обычную одновихревую структуру: в приповерхностном слое расплав движется от центра к периферии, а в придонной области – в обратном направлении. В этом случае характерное время нахождения газового пузырька в приповерхностной области расплава хорошо коррелирует с

теоретической оценкой. Характерное время $t_{\text{ц}}$, вычисленное по формуле (8), составляет при данных параметрах задачи $6.6 \cdot 10^{-4}$ с. В результате за время $t_{\text{out}} = 10^{-4}$ с газовые пузырьки, достигнув поверхности, успевали выйти из расплава раньше, чем были снесены потоком к периферии ванны, а за время $t_{\text{out}} = 10^{-2}$ и 10^{-3} с реализовывалась обратная ситуация: снос к периферии происходил быстрее, чем выход из расплава. Рассмотрим подробнее динамику дегазации ванны расплава при разных размерах пузырьков.

Пузырьки с радиусом 10 мкм. В расчетах фаза нагрева образца до начала плавления длится до момента времени $t_{\text{melt}} \sim 0.0106$ с, что находится в хорошем соответствии с теоретической формулой (15), и к концу лазерного импульса расчетная глубина ванны расплава достигает $h_{\text{max}} \sim 230$ мкм. При $t_{\text{melt}} < t < t_{\text{melt}} + t_{\text{out}}$ происходит накопление пузырьков на свободной поверхности расплава, и далее при $t > t_{\text{melt}} + t_{\text{out}}$ следует выход пузырьков из ванны. Оценка скорости всплывания пузырьков данного размера дает $u_{\text{int}} \approx 100$ см/с для выбранных значений физических параметров. В этом случае достигаемое к концу лазерного импульса максимальное время $t_{\text{int}} = h_{\text{max}}/u_{\text{int}} = 2.3 \cdot 10^{-4}$ с и, следовательно, для $t_{\text{out}} = 10^{-2}$ и 10^{-3} с динамика выхода газовых пузырьков из расплава должна описываться выражением (11). На рис. 1, а дано сравнение численных расчетов с аналитической зависимостью (11), которое демонстрирует справедливость сделанных выше предположений.

Пузырьки с радиусом 1 мкм. Для пузырьков такого размера скорость всплывания $u_{\text{int}} \approx 10$ см/с. В результате максимальное $t_{\text{int}} \approx 2.3 \cdot 10^{-3}$ с и режим выхода газовых пузырьков при $t_{\text{out}} = 10^{-2}$ с по-прежнему должен описываться выражением (11). Однако при $t_{\text{out}} = 10^{-3}$ с время $t_{\text{int}} = \beta t^{1/2}$ меняется в процессе плавления от $t_{\text{int}} < t_{\text{out}}$ в начальной стадии выхода пузырьков до $t_{\text{int}} > t_{\text{out}}$ в конце импульса излучения. В этом случае полученные решения (11) и (15) формально не могут быть использованы. Однако если вспомнить, что полное время выхода пузырька из расплава $\tau = t_{\text{int}} + t_{\text{out}}$, и подставить в это соотношение усредненное значение $t_{\text{int}} \approx t_{\text{out}}$, то можно получить для этого случая приближенную зависимость

$$\frac{\alpha(t)}{\alpha_0} \approx \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{2t_{\text{out}}}\right) \right] \frac{2t_{\text{out}}}{t}. \quad (20)$$

Сравнение численных расчетов с зависимостью (11) для $t_{\text{out}} = 10^{-2}$ с и зависимостью (20) для $t_{\text{out}} = 10^{-3}$ с (рис. 1, б) подтверждает сделанное предположение.

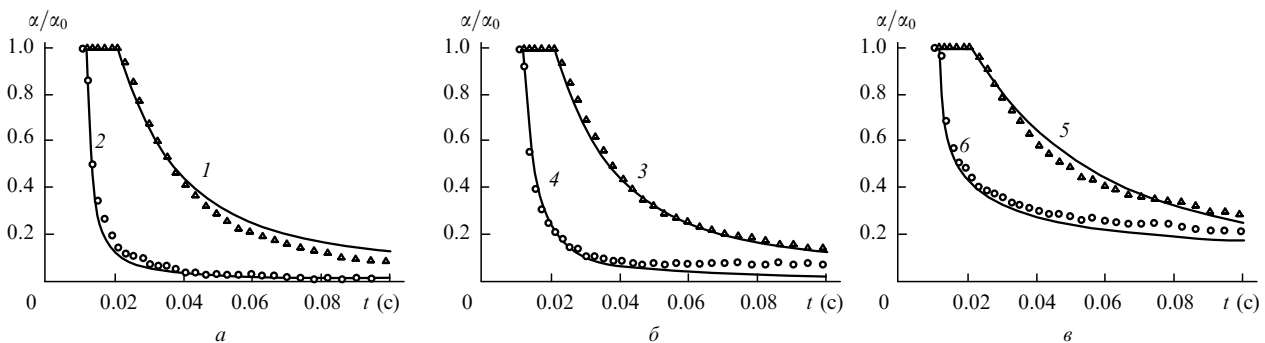


Рис. 1. Численный (точки) и аналитический (кривые) расчеты зависимостей объемной концентрации газовой фазы в ванне расплава от времени для пузырьков с радиусом 10 (а), 1 (б) и 0.1 мкм (в) при $t_{\text{out}} = 10^{-2}$ (1, 3, 5) и 10^{-3} с (2, 4, 6). Аналитический расчет проведен по формулам (11) (1–3), (20) (4, 5) и (15) (6).

Табл.1.

t_{out} (с)	$r_b = 0.1$ мкм	$r_b = 1$ мкм	$r_b = 10$ мкм
10^{-3}	$t_{out} \ll t_{int}$	$t_{out} \sim t_{int}$	$t_{out} \gg t_{int}$
10^{-2}	$t_{out} \sim t_{int}$	$t_{out} \gg t_{int}$	$t_{out} \gg t_{int}$

Пузырьки с радиусом 0.1 мкм. Для пузырьков таких размеров $Re_b \ll 1$, поэтому скорость всплывания $u_{int} \approx 1.5$ см/с, а рассчитанный по формуле (12) коэффициент $\beta \approx 5 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{1/2}$. Максимальное $t_{int} \approx 1.5 \cdot 10^{-2}$ с сравнимо с $t_{out} = 10^{-2}$ с, следовательно, по аналогии с предыдущим случаем для описания динамики выхода пузырьков из расплава лучше пользоваться приближенным выражением (20). При $t_{out} = 10^{-3}$ с характерное время $t_{int} = \beta t^{1/2}$ больше t_{out} во всем временном диапазоне – с момента начала выхода пузырьков из расплава до окончания лазерного импульса. Иными словами, в этом случае динамика выхода пузырьков должна описываться выражением (15). Данные аналитические зависимости приведены на рис.1,б и демонстрируют достаточно хорошее согласие с соответствующими численными расчетами.

Для наглядности соотношения между характерными временами t_{int} и t_{out} для всех вариантов расчета сведены в табл.1. При сравнении аналитических зависимостей и численных расчетов, приведенных на рис.1, следует отметить некоторое различие к концу лазерного импульса для пузырьков с $r_b \leq 1$ мкм. Это связано с вовлечением пузырьков в конвективное движение расплава, которое тем существеннее, чем меньше радиус пузырька.

Скорость расплава относительно мала в центре ванны и велика на ее периферии, где находится центр вихря конвективного движения расплава. В результате движение пузырька почти прямолинейно вблизи центра ванны и определяется термокапиллярной силой, действующей на пузырек. Чем ближе к периферии ванны расплава, тем движение пузырька становится более сложным, т.к. на него помимо термокапиллярной силы действует увеличивающаяся сила трения. Пузырек, попавший на поверхность расплава, сносится к периферии, где и остается до тех пор, пока не покинет расплав. Однако существует критическая область вблизи центра вихря, войдя в которую пузырек не может ее покинуть даже при $t \gg t_{int}$, в результате чего часть пузырьков оказывается как бы «запертой» в расплаве.

На рис.2,а приведено мгновенное распределение пузырьков радиусом $r_b = 1$ мкм в момент окончания лазерного импульса, полученное из результатов численного моделирования. Хорошо заметны пузырьки, не покинувшие расплав, которые располагаются вблизи центра термокапиллярного вихря. Они и являются основной причиной расхождения при больших t результатов аналитических оценок выхода пузырьков из расплава с численными расчетами для пузырьков малых размеров (рис.1,б,в).

Однако эти пузырьки составляют всего несколько процентов от их начального числа. Подчеркнем, что подобная эффективность удаления микропузырьков связана с действием на них большой термокапиллярной силы в направлении лазерного пучка. Для сравнения на рис.2,б приведено мгновенное распределение пузырьков с теми же размерами, что и в случае рис.2,а, но без учета термокапиллярной силы. Концентрация газовых пузырьков в расплаве существенно выше, чем в предыдущем случае, и составляет 0.88% в момент окончания лазерного импульса. Скорость термокапиллярного течения на периферии

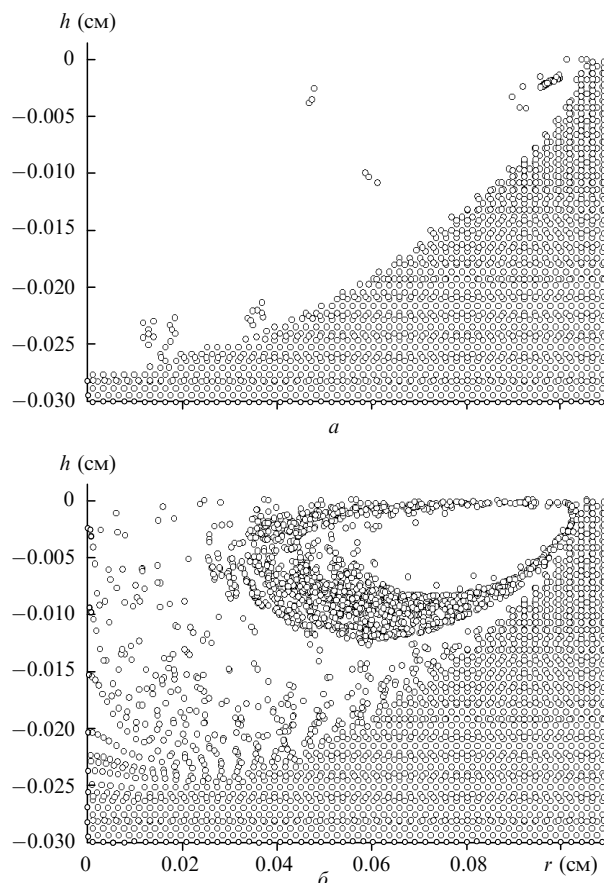


Рис.2. Распределение газовых пузырьков с радиусом 1 мкм в момент времени $t = 0.1$ с в образце с учетом (а) и без учета (б) термокапиллярной силы.

ванны расплава велика, сила трения между пузырьками и расплавом превышает силу плавучести и препятствует выходу пузырька из ванны. В расчетах аналогичная ситуация наблюдалась при размерах пузырьков 0.01 мкм и меньше даже с учетом термокапиллярной силы.

Выводы

Таким образом, лазерная дегазация поверхности эффективна для микропузырьков с $r_b \geq 0.1$ мкм. На основе проведенного анализа установлено, что при развитой термокапиллярной конвекции расплава при любых параметрах лазерного излучения движение газового пузырька в приповерхностной области происходит от центра ванны расплава к периферии. Использование предложенной аналитической модели позволило найти основное условие, определяющее дегазацию, – соотношение между характерным временем дрейфа пузырька от дна ванны к поверхности t_{int} и характерным временем перехода газового пузырька через зеркало расплава t_{out} . При $t_{out} \geq t_{int}$ выход газовой фазы из ванны расплава определяется только временем t_{out} и не зависит от параметров лазерного излучения. В случае $t_{out} < t_{int}$ выход газовой фазы из ванны расплава существенным образом зависит от динамики плавления образца и, следовательно, от параметров лазерного излучения.

Авторы благодарят О.В.Хоружего за постоянное внимание к работе и ряд полезных замечаний. Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 99-02-17241).

1. Редчис В.В., Фролов В.А., Овчинников В.В. и др. *Физика и химия обработки материалов*, **3**, 70 (1998).
2. Косырев Ф.К., Копелиович Д.Х., Кузьменко Т.Г. и др. *Вопросы атомной науки и техники*, № 3, 7 (1989).
3. Левич В.Г. *Физико-химическая гидродинамика* (М., Физматгиз, 1959).
4. Суходольский А.Т. *Изв.АН СССР.Сер.физич.*, **50**, 1095 (1986).
5. Повицкий А.С., Любин Л.Я. *Основы динамики и тепломассообмена жидкостей и газов при невесомости* (М., Машиностроение, 1972).
6. Young N.O., Goldstein J.S., Block M.J. *J. Fluid Mechanics*, **6**, 350 (1959).
7. Углов А.А., Смуров И.Ю., Гуськов А.Г. *Квантовая электроника*, **18**, 1081 (1991).
8. Редчис В.В., Редчис А.В., Фролов В.А. и др. *Физика и химия обработки материалов*, **2**, 71 (1998).
9. Soo S.L. *Fluid dynamics of multiphase systems* (Blaisdell, Waltham, MA, 1967).
10. Нигматулин Р.И. *Динамика многофазных сред* (М., Наука, 1987, т.1).
11. Chan C.L., Chen M.M., Mazumder J. *J.Heat Transfer*, **110**, 140 (1988).
12. Гладуш Г.Г., Лиханский В.В., Лобойко А.И. *Квантовая электроника*, **24**, 274 (1997).
13. Elkin N.N., Likhanskii V.V., Loboiko A.I., Khorujii O.V. *Proc. Intern.Topic.Meeting on ARS* (Pittsburgh, USA, 1994, v. 1, p. 158).

V.V.Likhanskii, A.I.Loboiko. Dynamics of the egress of gas micro-bubbles from a melt under laser irradiation of a metal surface.

This paper outlines the results of a theoretical investigation of the efficiency of degassing of the near-surface region of a material exposed to laser radiation. Consideration was given to the case of a low volume concentration of the monodispersed gas phase, which comprises micro-bubbles measuring no greater than 10 μm . The principal parameters were revealed which determine the regimes of the egress of gas bubbles from a laser-produced melt, and analytical formulas were obtained which permit estimating the process rate. The analytical results were compared with the results of two-dimensional numerical simulations which include the laser heating of a solid sample, its fusion, the development of thermocapillary melt convection, and the escape of gas bubbles from the melt. The analytical and numerical results were found to be in close agreement.