

ДИНАМИКА СХЛОПЫВАНИЯ ПОР ПРИ ЛАЗЕРНОМ ОТЖИГЕ ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛОВ

М. С. Григорьева^{1,2}, И. Н. Завестовская^{1,2}, А. П. Канавин^{1,2}

Исследована динамика схлопывания пустых пор при лазерном отжиге поверхности металлов. Построена самосогласованная модель изменения радиуса пор в расплаве. Определено изменение размера пор с расстоянием от фронта плавления.

Ключевые слова: лазерный отжиг, схлопывание пор, плавление металлов.

Введение. Лазерный отжиг является одним из методов обработки металлических покрытий, получаемых с помощью плазменного или магнетронного напыления, с целью улучшения их эксплуатационных характеристик. Использование лазерного отжига позволяет устранить такие дефекты покрытий как поры и микротрещины, изменить рельеф поверхности, её микроструктуру и шероховатость (см., напр., [1–3]). В зависимости от метода нанесения покрытий поры могут быть как пустыми, так и газонаполненными. Изменение пористости покрытий при отжиге существенным образом зависит от содержания газов в отдельно взятых порах. В случае газонаполненных пор уменьшение пористости происходит при движении и выходе пузырьков на поверхность. Такое движение может возникать, например, за счёт термокапиллярного дрейфа пузырьков в неоднородно нагретом расплаве [1]. Если же поры пустые, уменьшение пористости будет происходить за счёт их схлопывания в расплавленном материале под действием сил поверхностного натяжения. В настоящей работе предложена самосогласованная модель динамики схлопывания пор при плавлении материала импульсами лазерного излучения. В приближении постоянной скорости движения фронта плавления определена толщина слоя расплава, в котором происходит полное замыкание пор.

Постановка задачи и результаты. Облучение лазерными импульсами поверхности покрытия, содержащего дефекты – пустые поры, приводит к нагреву и плавлению материала. При движении фронта плавления образуются пустые изолированные друг

¹ ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский проспект, 53; e-mail: zolotykh@sci.lebedev.ru.

² Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, 115409 Россия, Москва, Каширское шоссе, 31.

от друга поры с размерами, определяемыми первоначальными размерами дефектов. Движение жидкости в образующемся расплаве будет характеризоваться двумя пространственными масштабами. Во-первых, локальное движение на размерах масштаба размера поры, приводящее к затеканию расплавленного материала внутрь пор и их схлопыванию. Во-вторых, очевидно, что затекание материала внутрь пор должно сопровождаться поступлением расплава от облучаемой поверхности к области схлопывания и возникновением соответствующего усреднённого макроскопического движения. При этом локальное и усреднённое гомогенное движения расплава могут быть разделены [4].

Усреднённое движение определяется разностью давлений на свободной поверхности и заданной глубине расплава. Скорость затекания расплава в отдельно рассматриваемую пору зависит от соотношения между капиллярным давлением и давлением вблизи поры. Таким образом, динамика затекания расплава в поры и его поступательное усреднённое движение от поверхности к области схлопывания оказываются связанными самосогласованным образом посредством давления на заданной глубине.

Уравнение движения и уравнение неразрывности для макроскопического усреднённого движения расплава в пренебрежении вязкостью есть

$$\frac{\partial V}{\partial t} + V \frac{\partial V}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \rho V = 0, \quad (2)$$

где V – усреднённая скорость движения расплава, ρ – средняя плотность материала, P – давление внутри расплава.

Ограничимся квазистационарным случаем постоянной скорости фронта плавления и соответственно скорости движения расплава. Тогда можно записать первые интегралы движения этой системы, т.е. уравнение Бернулли:

$$\frac{P}{\rho} + \frac{V^2}{2} = \text{const}, \quad (3)$$

$$\rho V = \text{const}. \quad (4)$$

Учитывая связь средней плотности материала с пористостью:

$$\Phi = 1 - \frac{\rho}{\rho_0}, \quad (5)$$

где ρ_0 – плотность материала в отсутствие пор, в приближении первого порядка малости по Φ получаем

$$P = P_0 - \rho_0 \cdot V_m^2 \cdot \Phi, \quad (6)$$

где P_0 – давление на свободной поверхности, V_m – скорость движения фронта плавления. Видно, что давление в расплаве вблизи фронта плавления меньше, чем на свободной поверхности, на величину $\rho_0 V_m^2 \Phi_0$, что и обеспечивает приток расплавленного материала от поверхности к фронту плавления.

Локальное движение жидкости вблизи поры под действием сил поверхностного натяжения и внешнего давления определяет динамику схлопывания, при этом движение границы сферической полости в движущемся элементе жидкости (см., напр., [5]) описывается выражением:

$$R(t') \frac{d^2 R}{dt'^2} + \frac{3}{2} \frac{dR^2}{dt'} + \frac{2\sigma}{\rho R(t')} + \frac{4\mu}{\rho R(t')} \frac{dR}{dt'} = -\frac{P}{\rho}, \quad (7)$$

где R – радиус поры, t' – время после прохождения через пору фронта плавления, σ – коэффициент поверхностного натяжения, μ – динамический коэффициент вязкости, ρ – плотность материала, P – внешнее давление, определяемое соотношением (6).

Начальные условия к уравнению (7) имеют вид

$$R(0) = R_0, \quad \dot{R}(0) = 0. \quad (8)$$

Удобно перейти в систему координат, связанную с движением фронта плавления. Тогда в уравнении (7) можно перейти от зависимости $R(t')$ к зависимости от координаты фронта плавления z , тогда $\frac{d}{dt} = V_m \frac{d}{dz}$. Перейдём к безразмерным переменным: радиусу $y = \frac{R}{R_0}$ и координате $u = \frac{z}{L_0}$, где $L_0 = \sqrt{\frac{\rho_0 V_m^2 \cdot R_0^3}{2\sigma}}$ определяет пространственный масштаб области, в которой происходит уменьшение радиуса пор.

В новых переменных уравнение (7) можно привести к виду

$$y \frac{d^2 y}{du^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dy}{du} \right)^2 + \frac{1}{y} \left(1 + \alpha \frac{dy}{du} \right) + \beta (1 - \delta y^3) = 0 \quad (9)$$

с начальными условиями

$$y(0) = 1, \quad \left. \frac{dy}{du} \right|_{u=0} = 0. \quad (10)$$

Постоянные уравнения (9) есть

$$\alpha = \sqrt{\frac{8 \cdot \mu^2}{\sigma \cdot \rho_0 \cdot R_0}}, \quad \beta = \frac{P_0 \cdot R_0}{2 \cdot \sigma}, \quad \delta = \frac{\rho_0 \cdot V_m^2 \cdot \Phi_0}{P_0}. \quad (11)$$

Коэффициент α определяется вязкостью жидкости, β есть отношение внешнего и капиллярного давлений, δ определяет перепад давления между свободной поверхностью и на фронте плавления.

Пренебрежём вязкостью, положим в (9) $\alpha = 0$, тогда решение (9), (10) может быть представлено в неявном виде

$$u = \int_y^1 \frac{y^{3/2} dy}{\sqrt{1 - y^2 + \frac{2\beta}{3}(1 - y^3)(1 - \frac{\delta}{2}(1 + y^3))}}. \quad (12)$$

В случае малости внешнего давления по сравнению с капиллярным, когда $\beta \ll 1$, интеграл (12) есть

$$u = \int_y^1 \frac{y^{3/2} dy}{\sqrt{1 - y^2}} = \sqrt{y - y^3} + \frac{1}{\sqrt{2}} K\left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right) - \frac{1}{\sqrt{2}} F\left(\sqrt{\frac{2 \cdot y}{y+1}}, \frac{1}{\sqrt{2}}\right), \quad (13)$$

где $K\left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right)$ – полный эллиптический интеграл первого рода, $F\left(\sqrt{\frac{2 \cdot y}{y+1}}, \frac{1}{\sqrt{2}}\right)$ – неполный эллиптический интеграл первого рода. Область, на которой происходит полное схлопывание пор, есть $u_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} K\left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right) \cong 1.31$.

При отличных от нуля параметрах (11) решение уравнения (9) может быть получено только численно. Например, для случая индия с начальной пористостью $\Phi_0 = 0.01$ и радиусом пор $R_0 = 10^{-4}$ см, при давлении на бесконечности $P_0 = 1$ атм и скорости плавления $V_m = 7 \cdot 10^3$ см/с изменение радиуса пор в зависимости от расстояния до фронта плавления, нормированного на полную ширину области схлопывания пор, приведено на рис. 1 сплошной линией. В расчёте полагалось: плотность компактного материала $\rho_0 = 7.31$ г/см³, коэффициент поверхностного натяжения $\sigma = 556$ эрг/см², динамический коэффициент вязкости $\mu = 1.9 \cdot 10^{-2}$ г/см·с. Значение L_0 для заданных параметров задачи составляет $L_0 = 5.7 \cdot 10^{-4}$ см. Следует отметить, что полученные численные решения при изменении параметров Φ_0, R_0, V_m в широком диапазоне значений величин близки друг к другу и к решению, полученному с помощью (13) с точностью до нескольких процентов, и графически совпадают со сплошной кривой на рис. 1. Ширина области, в которой происходит схлопывание, составляет $L = u_0 L_0 = 7.5 \cdot 10^{-4}$ см. Кроме того, на рис. 1 приведена аналитическая аппроксимация численного решения (9) и решения (13) функцией вида

$$\tilde{y} = (1 - u^2)^{7/18}. \quad (14)$$

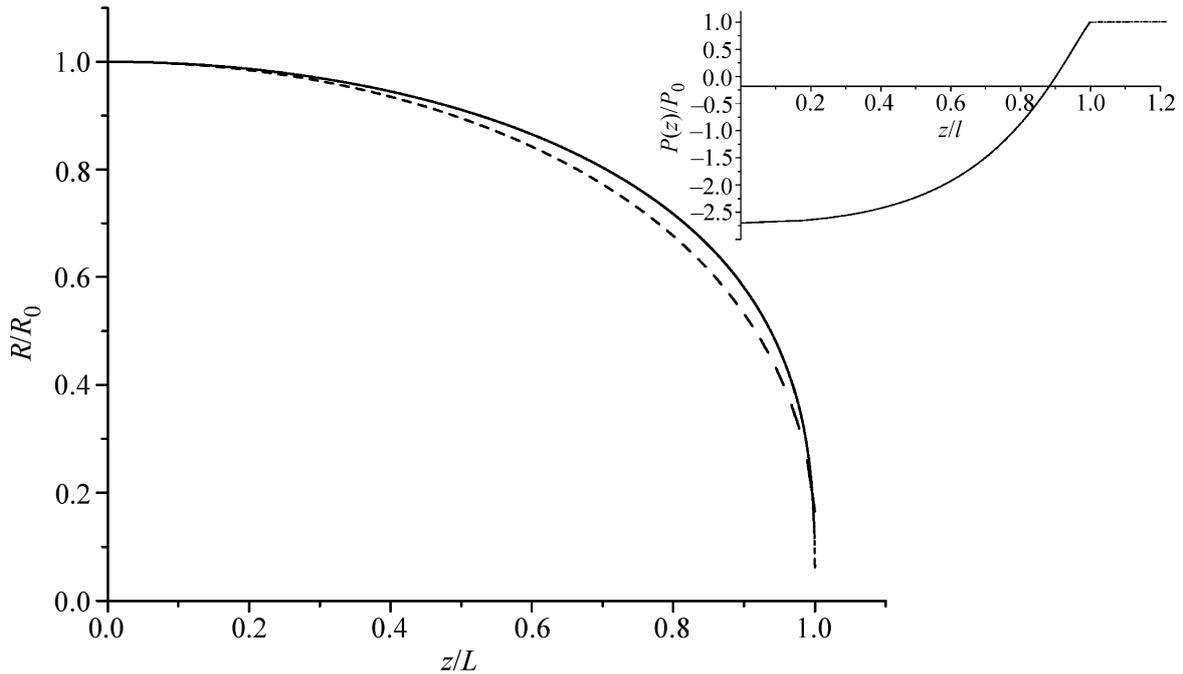


Рис. 1: Изменение радиуса пор в зависимости от расстояния до фронта плавления (сплошная линия – численное решение, пунктирная линия – аналитическая аппроксимация). Вкладка – изменение давления в области схлопывания пор в зависимости от расстояния до фронта плавления.

На вкладке к рис. 1 приведено изменение давления в области схлопывания пор в зависимости от расстояния до фронта плавления. Согласно (6) перепад давления в зоне схлопывания пропорционален $V_m^2 \Phi_0$. При рассматриваемой скорости плавления и исходной пористости в зоне схлопывания реализуются отрицательные значения давления. Поскольку предложенная модель основывается на том, что при плавлении происходит затекание расплавленного материала в пустые поры и их схлопывание под действием сил поверхностного натяжения, необходимо выполнение условия

$$\frac{2\sigma}{R_0} > |P_0 - \rho_0 \cdot V_m^2 \cdot \Phi_0|. \quad (15)$$

Равенство отрицательного давления в расплаве и капиллярного давления приводит к остановке процесса схлопывания пор, накладывая тем самым ограничение на применимость модели. Для того чтобы при плавлении пористого материала лазерным излучением происходило схлопывание пор в квазистационарном режиме, скорость плавления должна быть меньше некоторой критической скорости V_{cr} . Критическая скорость

плавления V_{cr} определяется из равенства правой и левой частей неравенства (15). При $P_0 \ll \rho_0 \cdot V_m^2 \cdot \Phi_0$ критическая скорость плавления есть

$$V_{cr} = \sqrt{\frac{2\sigma}{\Phi_0 \rho_0 R_0}}. \quad (16)$$

Для индия с размером пор $R_0 = 10^{-4}$ см из (16) получаем значение критической скорости $V_{cr} = 1.2 \cdot 10^4$ см/с. Анализ численного решения (9) при изменении Φ_0, R_0, V_m показывает, что ширина области, в которой происходит схлопывание пор, является универсальной функцией, зависящей от отношения $\frac{V_m}{V_{cr}}$, при приближении V_m к V_{cr} размер области схлопывания увеличивается. Асимптотика роста области, в которой происходит схлопывание, может быть получена при $\frac{V_m}{V_{cr}} \rightarrow 1$, при этом $L \sim L_0 / \sqrt{1 - \frac{V_m^2}{V_{cr}^2}}$.

Заключение. Таким образом, анализ динамики схлопывания пустых пор при лазерном отжиге поверхности металлов, содержащих дефекты в виде пустых пор, показывает, что определяющую роль играет давление в расплавленном материале. С одной стороны, оно определяет скорость усредненного гомогенного движения расплава от поверхности к области схлопывания, а с другой стороны – скорость затекания расплава в пустые поры.

Работа выполнена при поддержке Российской академии наук (программы 24П и 70Ф), и Российского фонда фундаментальных исследований (грант 12-02-00761).

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] А. А. Углов, И. Ю. Смуров, А. М. Лапшин, и др., *Моделирование теплофизических процессов импульсного лазерного воздействия на металлы* (М., Наука, 1991).
- [2] В. В. Безотосный, В. Ю. Бондарев, В. И. Коваленко и др., *Квантовая электроника* **37**(11), 1055 (2007).
- [3] Pavel Stibor, Ladislav Kraus, Jari Tuominen, et al., *Ceramics* **51**(4), 181 (2007).
- [4] Р. И. Нигматулин, *Динамика многофазных сред. Часть 1* (М., Наука, 1987).
- [5] А. Д. Перник, *Проблемы кавитации* (Ленинград, Судостроение, 1966).

Поступила в редакцию 7 июля 2014 г.