

03.5

Возбуждение капиллярной волны как механизм образования пор в процессе глубокого проплавления лазерным излучением

© Р.Д. Сейдгазов, Ф.Х. Мирзаде

Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН — филиал ФНИЦ „Кристаллография и фотоника“ РАН, Шатура, Московская обл., Россия

E-mail: seidgazov@mail.ru, fmirzade@rambler.ru

Поступило в Редакцию 14 марта 2023 г.

В окончательной редакции 27 апреля 2023 г.

Принято к публикации 27 апреля 2023 г.

Экспериментально исследуется механизм образования пор за счет захвата газовых пузырьков в процессе возбуждения низкочастотных капиллярных волн и чередующихся коллапсов в канале проплавления при лазерном воздействии. Показано, что захват пузырька обеспечивает основная колебательная мода, длина волны которой связана с глубиной канала как $\lambda = 4L/3$.

Ключевые слова: лазерное излучение, канал проплавления, капиллярные волны, образование пор.

DOI: 10.21883/PJTF.2023.12.55571.19553

Режим глубокого проплавления характеризуется появлением полого канала, по которому излучение лазера проникает вглубь, что придает зоне плавления глубокую и узкую форму. Возможности режима активно исследуются для применения в аддитивной технологии сборки деталей из металлических порошков методом селективного лазерного плавления. Реализации преимуществ данного режима препятствует пористость, вызванная появлением поверхностных волн жидкого металла в канале проплавления. Причинами, вызывающими деформирование расплава, являются давление отдачи вследствие испарения части объема жидкой фазы [1,2] или термокапиллярные потоки в расплаве [3,4]. Технологические стандарты качества накладывают ограничение на интенсивность испарения, что определяет доминирование термокапиллярного механизма [5–8] и целесообразность исследования генерации пор капиллярными волнами. Многообразие представлений о возбуждаемых поверхностных колебательных модах затрудняет понимание динамики генерации пор и требует экспериментального уточнения основной моды. Целью настоящей работы является изучение механизма образования пор в канале проплавления при точечном воздействии непрерывного лазерного излучения. Для этого проведено наблюдение возбуждения капиллярных волн на стенках канала в модельном эксперименте по проплавлению парафина лазерным излучением мощностью 30 W по методике [5]. Оптическая прозрачность расплавленного парафина облегчает визуальное наблюдение границы плавления и гидродинамических процессов в канале на второй стадии эволюции канала проплавления, начинающейся после его активного роста на первой стадии и завершающейся перед затеканием и исчезновением канала под все еще действующим излучением на третьей стадии. Схема эксперимента приведена на рис. 1, а. На рис. 1, б показаны волны (с частотой 16 Hz) в тонком слое расплава на

стенках канала глубиной 5 mm. Осевая амплитуда на дне канала достигает 40% от его глубины благодаря своеобразному „эффекту ножниц“. Зарегистрированы кратковременные коллапсы канала с захватом пузырька.

Анализ изображений, показанных на рис. 1, б, позволяет сделать вывод о возбуждении капиллярной волны, длина которой λ пропорциональна глубине канала L и сравнима с ней ($\lambda \approx L$), как предполагается в [5]. В соотношении $L = (2n + 1)\lambda/4$ ($n = 0, 1, 2, 3, \dots$) основная мода соответствует $\lambda = 4L/3$ при $n = 1$. Коллапсы канала с захватом пузырька происходят при касании вершин волн с противоположных стенок канала, которые для цилиндрического канала схематично представлены на рис. 2. В циклах колебаний свободной поверхности расплава можно качественно выделить следующие четыре фазы.

Фаза 1. Волны развиваются после прекращения выноса расплава из горловины канала, достигшего предельной глубины L . Термокапиллярные силы, направленные радиально от максимально нагретого участка на оси лазерного пучка, перемещают жидкий слой со дна канала, поднимая его по стенкам. По мере подъема скорость потока падает с убыванием поверхностного градиента температуры и с возрастанием сечения жидкого слоя (по условию сохранения массы). На условной высоте H_1 скорость потока падает до нуля и происходит накопление жидкой массы в виде вершины волны.

Фаза 2. Рост вершины волны на высоте H_1 приводит к локальному отрыву вязкого подслоя от границы плавления и появлению возвратного пристеночного потока. В глубоком канале с коэффициентом формы от $L/D \approx 3$ (отношение глубины канала к его ширине) вершины волн диафрагмируют лазерное излучение, уменьшая нагрев дна канала, ослабляя поверхностный градиент температуры и термокапиллярную силу, т. е. диафрагмирование излучения ускоряет коллапс канала.

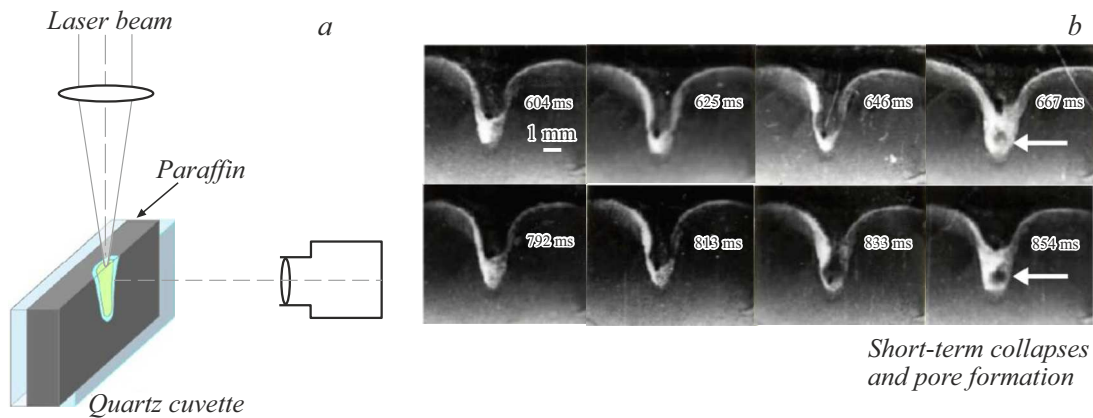


Рис. 1. *a* — схема эксперимента. *b* — капиллярные волны в канале проплавления парафина. Стрелками показаны кратковременные коллапсы с захватом газового пузырька.

Фаза 3. При высокой амплитуде волны в глубоком канале ($L/D \approx 3$ и более) возможно касание вершин волн — коллапс канала с захватом пузырька. Согласно схеме, высота (от дна канала) точки касания вершин примерно равна полуволне $H_1 = \lambda/2 = 2L/3$.

Фаза 4. При точечном и длительном воздействии лазерного излучения пузырек газа успевает выйти из расплава до начала очередного цикла поверхностных колебаний.

Линейная теория возбуждения капиллярных волн в глубоких металлических кавернах из-за развития термокапиллярной неустойчивости и необходимые условия их возникновения количественно рассмотрены в [4]. Представляя форму жидкого металла на стенках канала в виде полого цилиндра с внутренним и внешним радиусами a и b (рис. 2) и полагая, что частоты возбуждаемых на внутренней поверхности канала аксиальных и азимутальных капиллярных волн близки к частоте обычных капиллярных волн в однородно прогретом слое жидкости [9], запишем выражение

$$\Omega_m^2 = \frac{\sigma k}{\rho a^2} (k^2 a^2 + m^2) E_m, \quad (1)$$

где Ω_m — частота m -й моды капиллярных волн; σ и ρ — соответственно поверхностное натяжение и плотность расплавленного металла; k — волновое число; m — азимутальное число; $k = 2\pi/\lambda = (2n + 1)\pi/2L$; $E_m = E_m(k, a, b)$ — коэффициент, зависящий от волнового числа k и параметров канала a и b :

$$E_m(k, a, b) = \frac{|I'_m(kb)K'_m(ka) - I'_m(ka)K'_m(kb)|}{I'_m(kb)K'_m(ka) - I'_m(ka)K'_m(kb)},$$

$I_m(ka)$ и $K_m(ka)$ — модифицированные функции Бесселя первого и второго рода порядка m , штрих у функции обозначает производную по аргументу. Циклическая частота $\omega = 2\pi f$ (f — частота [Hz]). Для длинных капиллярных волн, когда расстояние, на котором возникают возмущения, намного превышает толщину расплава на стенках канала и соизмеримо с глубиной

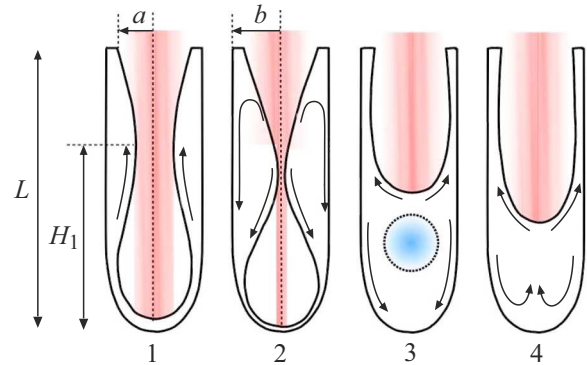


Рис. 2. Схема фаз 1–4 поверхностных колебаний и захвата газового пузырька в канале проплавления.

канала L (при $kh \ll 1$, $h = b - a$), соотношение (1) для частоты аксиально-симметричной моды ($m = 0$) колебаний расплава $\Omega_0 = \omega(k)$ принимает вид $\omega^2 = (\sigma/\rho)k^4 h$. Для $\lambda = 4L/3$ получим зависимость частоты колебаний (в Hz) от глубины L и толщины расплавленного слоя h :

$$f = \frac{1.125\pi}{L^2} \sqrt{\frac{\sigma h}{\rho}}. \quad (2)$$

Из (2) с учетом свойств парафина ($\rho = 8 \cdot 10^2 \text{ kg/m}^3$, $\sigma = 0.025 \text{ N/m}$) и частоты колебаний 16 Hz получим $h = 0.4 \text{ mm}$, что соответствует изображениям на рис. 1, *b*.

В случае металлической мишени используем результаты из приложения Movie S1 к [10] для точечного проплавления титанового сплава Ti–6Al–4V лазерным излучением мощностью 156 W, сфокусированным в пятно $140 \mu\text{m}$. После достижения глубины $75 \mu\text{m}$ в канале зарегистрировано возбуждение колебаний с частотой порядка 40 kHz, которые сопровождаются захватом пузырька. Используя эти данные и принимая для титана при высоких температурах $\rho = 4 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$ и $\sigma = 1.4 \text{ N/m}$, из (2) получим $h = 11.5 \mu\text{m}$. Эта оценка подтверждается

упрощенным выражением $h \approx \chi/V$ (χ — температуропроводность, V — скорость роста канала) [2]. Величину V оценим из данных [10] по характеристикам первого периода колебаний: $V = Af$, где A — изменение глубины (осевая амплитуда) за период $1/f$. Для температуропроводности титана $\chi \approx 9 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$, осевой амплитуды первого периода колебаний $A \approx 2.5 \cdot 10^{-5} \text{ m}$, частоты 40 kHz толщина h равна $9 \mu\text{m}$, что близко к ранее полученной оценке $11.5 \mu\text{m}$.

В реальных технологиях процесс затвердевания в металлах происходит быстро по сравнению с удалением пузырька (под действием сил термокапиллярного эффекта или сил Архимеда), поэтому после прекращения воздействия лазерного пучка возможно образование поры. Заметим, что сканирование лазерного пучка может нарушать осесимметричность канала и приводить к росту влияния иных колебательных мод, что должно стать предметом дальнейших исследований.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] J.G. Andrews, D.R. Atthey, J. Phys. D: Appl. Phys., **9** (15), 2181 (1976). DOI: 10.1088/0022-3727/9/15/009
- [2] V. Semak, A. Matsunawa, J. Phys. D: Appl. Phys., **30** (18), 2541 (1997). DOI: 10.1088/0022-3727/30/18/008
- [3] N. Postacioglu, Ph. Kapadia, J. Dowden, J. Phys. D: Appl. Phys., **22** (8), 1050 (1989). DOI: 10.1088/0022-3727/22/8/007
- [4] В.И. Леденев, Ф.Х. Мирзаде, Квантовая электроника, **20** (12), 1185 (1993). [V.I. Ledenev, F.Kh. Mirzade, Quantum Electron., **23** (12), 1030 (1993). DOI: 10.1070/QE1993v023n12ABEH003278].
- [5] Р.Д. Сейдгазов, Ю.М. Сенаторов, Квантовая электроника, **15** (3), 622 (1988). [R.D. Seidgazov, Yu.M. Senatorov, Sov. J. Quantum Electron., **18** (3), 396 (1988). DOI: 10.1070/QE1988v018n03ABEH011530].
- [6] R.D. Seidgazov, in *2019 IEEE 8th Int. Conf. on advanced optoelectronics and lasers (CAOL)* (Sozopol, Bulgaria, 2019), p. 216. DOI: 10.1109/CAOL46282.2019.9019431
- [7] Р.Д. Сейдгазов, Ф.Х. Мирзаде, Сварочное производство, № 5, 20 (2021). [R.D. Seydgazov, F.Kh. Mirzade, Welding Int., **35** (7-9), 359 (2021). DOI: 10.1080/09507116.2021.1979829].
- [8] S. Ly, G. Guss, A.M. Rubenchik, W.J. Keller, N. Shen, R.A. Negres, J. Bude, Sci. Rep., **9**, 8152 (2019). DOI: 10.1038/s41598-019-44577-6
- [9] Ф.Х. Мирзаде, А.М. Забелин, Изв. РАН. Сер. физ., **63** (10), 2025 (1999).
- [10] R. Cunningham, C. Zhao, N. Parab, Ch. Kantzos, J. Pauza, K. Fezzaa, T. Sun, A.D. Rollett, Science, **363** (6429), 849 (2019). DOI: 10.1126/science.aav4687