

03.5

## Начальная стадия эволюции гидродинамических параметров при глубоком проплавлении металлов мощным 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

Поступило в Редакцию 18 июня 2022 г.

В окончательной редакции 29 июля 2022 г.

Принято к публикации 29 июля 2022 г.

Представлен качественный анализ изменений гидродинамических параметров при образовании канала проплавления термокапиллярным удалением расплава при точечном воздействии непрерывного лазерного излучения. Установлено, что в режиме глубокого проплавления быстрая деформация поверхности приводит к прилипанию вязкого подслоя к границе плавления и формированию сдвиговой структуры термокапиллярного потока с последующим ускорением роста канала проплавления.

**Ключевые слова:** глубокое проплавление, лазерное излучение, термокапиллярный механизм, сдвиговый поток, вязкий подслой, прилипание.

DOI: 10.21883/PJTF.2022.18.53394.19283

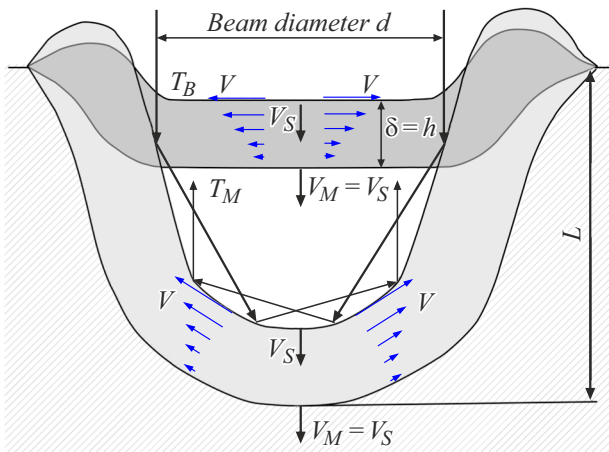
Режим глубокого проплавления (ГП) обеспечивает большую глубину проплавления и производительность в технологиях лазерной сварки и аддитивного производства селективным лазерным плавлением порошковых слоев. Переход от режима теплопроводности в режим ГП изменяет форму зоны плавления с мелкой и полукруглой на глубокую и узкую из-за образования капиллярного канала, по которому лазерное излучение проникает в глубь металла. В создании канала могут участвовать два гидродинамических механизма: абляционный и термокапиллярный (ТК), хотя мнения о влиянии этих механизмов расходятся. Абляционный механизм предполагает механическое поддержание канала давлением отдачи паров [1,2] и традиционно считается доминирующим. Пороговая смена режимов плавления рассматривается как результат резкого роста давления паров при нагреве поверхности до температуры кипения  $T_B$  [3]. Следует отметить, что применение абляционного механизма нередко сопровождается признанием отсутствия адекватных знаний о механизме ГП [4–6].

Другой механизм ГП связан с ТК-механизмом удаления расплавленного металла из-за температурной зависимости поверхностного натяжения при неоднородном лазерном нагреве, позволяющем контролировать образование канала [7,8]. Выполненные в работе [9] тщательные численные расчеты формирования кратера с учетом относительного влияния обоих механизмов подтверждают преобладание ТК-механизма при температуре кипения  $T_B$ , в то время как доминирование абляционного механизма требует нагрева значительно выше  $T_B$ . В режиме ГП (или при поверхностной температуре  $T_B$  [3]) интенсивность испарения оказывается недостаточной для механического поддержания канала

давлением паров, а соответствующие этому режиму экспериментальные данные воспроизводимы при оценочных расчетах с использованием ТК-механизма [10–12]. Оценки пороговых условий смены режимов при ТК-механизме соответствуют результатам экспериментов с разными металлами в широком диапазоне изменений операционных параметров [13]. Таким образом, есть веские основания считать роль ТК-механизма определяющей, если физически обосновать создание сдвигового ТК-потока в металлах при характерных для них малых числах Прандтля ( $Pr = \nu/\chi \ll 1$ ,  $\nu$  — кинематическая вязкость,  $\chi$  — температуропроводность). Для этого необходим физический анализ эволюции параметров процесса на начальной стадии лазерного плавления при действии ТК-механизма. Цель настоящей работы — представить такой анализ для точечного плавления на основе приближенных зависимостей.

Рассмотрим начальный момент точечного плавления металла непрерывным лазерным излучением с диаметром  $d$  и проанализируем формирование сдвигового ТК-потока в условиях режима ГП (рис. 1). Для этого представим эволюцию температуры поверхности, скорости ТК-потока, скорости фронта плавления и деформации поверхности, толщины расплавленного слоя и вязкого подслоя, глубины проплавления и канала при постоянных свойствах металла.

**Температура расплава.** Поглощение лазерного излучения на поверхности металла происходит в очень тонком слое. Распространение тепловой волны на расстояние  $x$  за время  $t$  приблизительно оценивается как  $x(t) = (\chi t)^{1/2}$  [14]. Изменение температуры поверхности при действии поверхностного теплового источника ( $\alpha^{-1} \ll (\chi t)^{1/2}$ ,  $\alpha$  — коэффициент поглощения) с посто-



**Рис. 1.** Лазерное удаление расплава термокапиллярным сдвиговым потоком и рост кратера в установившемся режиме при  $h(t) = \delta(t)$  и  $V_S(t) = V_M(t)$  с захватом излучения.

янной поглощенной плотностью мощности  $q$  равно [14]:

$$\Delta T(t) = (2q/\lambda)(\chi t/\pi)^{1/2},$$

где  $\lambda$  — теплопроводность. Если считать  $\lambda, \chi$  постоянными, характер роста температуры будет  $\Delta T(t) \sim t^{1/2}$ . Плавление начинается при температуре  $T_M$  в момент  $t_M$ . В момент  $t_B$  температура насыщается у точки кипения  $T_B$  [3]. Поэтому в процессе плавления можно выделить два интервала:  $t_M < t < t_B$  с изменением температуры  $T(t) \sim t^{1/2}$  и  $t > t_B$  с насыщением температуры  $T(t) = T_B$  (рис. 2, a).

**Толщина вязкого подслоя.** С появлением ТК-течения вязкие силы передаются нижним слоям и распространяются на расстояние толщины вязкого подслоя  $\delta$  аналогично распространению температуры  $\delta(t) = (\nu t)^{1/2}$  [7,8] (рис. 2, c). Такой рост  $\delta(t)$  сохраняется, пока существует ТК-поток.

**Скорость термокапиллярного течения.** Скорость ТК-потока растет с момента  $t_M$  как  $V(t) \approx \sigma_T(T(t) - T_M)\delta(t)/(\eta d)$  [7,8], где  $\sigma_T$  — температурный коэффициент поверхностного натяжения,  $\eta$  — динамическая вязкость. Скорость ТК-потока в интервале  $t_M < t < t_B$  линейно растет со временем:  $V(t) \sim (T(t) - T_M)\delta(t) \sim t$ . При  $t > t_B$  и насыщении температуры  $T(t) = T_B$  скорость потока растет с нелинейным замедлением во времени  $V(t) \sim T_B\delta(t) \sim t^{1/2}$  (рис. 2, a).

**Скорость деформации поверхности.** Радиальное растекание ТК-потока со скоростью  $V$  при толщине вязкого подслоя  $\delta$  вызывает в зоне облучения деформацию поверхности расплава со скоростью  $V_S(t)$  (рис. 1). Из условия сохранения массы  $V_S(t)\pi d^2/4 = V(t)\delta(t)\pi d$  получим  $V_S(t) = 4V(t)\delta(t)/d$ . При  $V(t) \sim t$  и  $\delta(t) \sim t^{1/2}$  деформация поверхности сначала ( $t_M < t < t_B$ ) растет с нелинейным ускорением  $V_S(t) \sim t^{3/2}$ , а после насыщения температуры (при  $t > t_B$ ) в силу  $V(t) \sim t^{1/2}$

и  $\delta(t) \sim t^{1/2}$  рост замедляется и принимает линейный характер:  $V_S(t) \sim t$  (рис. 2, b).

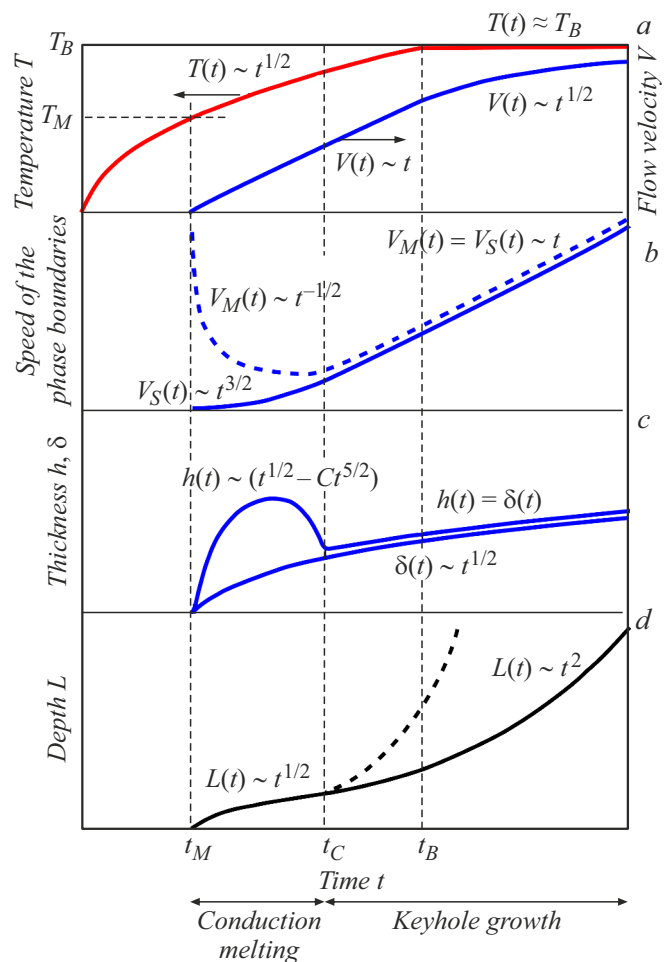
**Толщина расплавленного слоя.** Толщина расплавленного слоя  $h(t)$  определяется движением двух фазовых границ. В движущейся системе отсчета, связанной с поглощающей поверхностью, толщина  $h(t)$  растет с движением фронта плавления в глубь металла со скоростью  $V_M(t) \approx (\chi/t)^{1/2}$  и уменьшается с поступлением твердого металла к фронту плавления со скоростью деформации поверхности  $V_S(t)$ :

$$h(t) = [V_M(t) - V_S(t)]t.$$

Используя соотношения для  $V_M(t), V_S(t), T(t)$  и обозначая  $C = 8qv/(\pi^{1/2}d\lambda)$ , получим

$$h(t) = \chi^{1/2}(t^{1/2} - Ct^{5/2}).$$

С началом плавления быстрый рост  $h(t)$  определяется теплопроводностью:  $h(t) \sim t^{1/2}$ . Скорость фронта плав-



**Рис. 2.** Эволюция параметров, определяющих проплавление металлов. a — температура поверхности  $T(t)$ , скорость ТК-потока  $V(t)$ ; b — скорость фронта плавления  $V_M(t)$ , скорость деформации поверхности  $V_S(t)$ ; c — толщина расплавленного слоя  $h(t)$ , толщина вязкого подслоя  $\delta(t)$ ; d — глубина проплавления  $L(t)$ .

ления уменьшается со временем от максимального значения  $V_M(t_M)$  с нелинейным торможением  $V_M(t) \sim t^{-1/2}$ , а скорость деформации растет от нуля  $V_S(t_M) = 0$  с нелинейным ускорением  $V_S(t) \sim t^{3/2}$ . Толщина  $h(t)$  растет, пока скорости фазовых границ не сравняются. После этого под влиянием ускорения деформации поверхности  $V_S(t) \sim t^{3/2}$  толщина  $h(t)$  уменьшается до момента  $t_C$  прилипания вязкого подслоя к границе плавления  $h(t) = \delta(t)$  и формирования сдвиговой структуры ТК-потока (рис. 1 и 2, c). С этого момента ( $t > t_C$ ) тепловой источник на ускоряющейся свободной поверхности стимулирует ускорение фронта плавления увеличением теплопередачи за счет конвективного теплопереноса в вязком подслое. В результате толщина  $h(t)$  растет вместе с толщиной вязкого подслоя  $h(t) = \delta(t) \sim t^{1/2}$  при равенстве скоростей  $V_M(t) = V_S(t)$  и сдвиговой структуре ТК-потока. Эффективное удаление расплава из зоны облучения обеспечивает быстрый рост канала в установившемся режиме, который описан теоретически в работах [7,8]. Условие прилипания  $h(t) = \delta(t)$  нарушается с достижением предельной глубины канала и прекращением выноса расплава из канала при продолжающемся плавлении действующим лазерным излучением.

**Глубина проплавления.** Момент прилипания  $t_C$  делит процесс проплавления на две фазы: фазу подготовки сдвигового ТК-потока ( $t_M < t < t_C$ ) и фазу установившегося режима роста капиллярного канала ( $t > t_C$ ) (рис. 2, d). Первая отличается незначительной деформацией поверхности с ростом глубины плавления за счет теплопроводности:  $L(t) \approx h(t) \sim (\chi t)^{1/2} \sim t^{1/2}$ . Вторая связана с ростом капиллярного канала и нелинейным ускорением глубины проплавления:  $L(t) \approx V_S(t)t \sim T(t)\delta^2(t)t \sim t^{5/2}$  при  $t_M < t < t_C$  и  $L(t) \approx T_B\delta^2(t)t \sim t^2$  при  $t > t_C$ . Дополнительное ускорение росту канала (штриховая линия на рис. 2, d) придает скачок поглощения при захвате излучения каверной (рис. 1) [15]. Существование двух фаз проплавления с характерным изломом эволюционной кривой  $L(t)$  подтверждается наблюдениями (с помощью высокоскоростной рентгеновской визуализации) роста канала проплавления в металле [16], согласно которым продолжительность первой фазы сокращается при увеличении мощности излучения, а также при уменьшении диаметра лазерного пятна.

Таким образом, быстрая деформация поверхности в режиме ГП способствует кратковременному (только на время роста канала) созданию на фронте плавления сдвигового ТК-потока, даже несмотря на характерные для металлов очень малые значения числа Прандтля ( $Pr = \nu/\chi \ll 1$ ). Момент прилипания выделяется перегибом (изломом) эволюционной кривой  $L(t)$  и делит процесс лазерного плавления в режиме ГП на фазу подготовки сдвигового потока и фазу установившегося роста канала. Когда канал достигает своей предельной глубины, рост деформации поверхности прекращается.

С этого момента толщина расплавленного слоя увеличивается, вязкий подслей отрывается от границы плавления (условие прилипания нарушается). Формируется конвективное ТК-течение с пристеночным возвратным потоком, из-за чего кратер затекает и исчезает, несмотря на продолжающееся действие лазерного излучения, как продемонстрировано в эксперименте [12].

Описанные выше гидродинамические процессы имеют микроскопические масштабы. При толщине  $h = \delta \sim 5-10 \mu\text{m}$  и скорости ТК-потока  $V \sim 5-10 \text{ m/s}$  характерное время распространения вязких сил составляет  $\delta/V \sim 1 \mu\text{s}$  [8]. Для численного моделирования ТК-механизма ГП требуется пространственно-временная сетка с еще более малым шагом, а также высокая вычислительная мощность. Игнорирование этого требования в расчетной практике может быть источником ошибочных результатов и выводов о роли ТК-механизма.

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] М.С. Баранов, Б.А. Вершок, И.Н. Гейнрихс, Теплофизика высоких температур, **13** (3), 566 (1975). [M.S. Baranov, B.A. Vershok, I.N. Geinrikhs, High Temp., **13** (3), 515 (1975).].
- [2] J.G. Andrews, D.R. Atthey, J. Phys. D: Appl. Phys., **9** (15), 2181 (1976). DOI: 10.1088/0022-3727/9/15/009
- [3] K. Hirano, R. Fabbro, M. Muller, J. Phys. D: Appl. Phys., **44** (43), 435402 (2011). DOI: 10.1088/0022-3727/44/43/435402
- [4] T. DebRoy, S.A. David, Rev. Mod. Phys., **67** (1), 85 (1995). DOI: 10.1103/RevModPhys.67.85
- [5] R. Fabbro, M. Hamadou, F. Coste, J. Laser Appl., **16** (1), 16 (2004). DOI: 10.2351/1.1642633
- [6] M. Courtois, M. Carin, P. Le Masson, S. Gaied, M. Balabane, J. Phys. D: Appl. Phys., **49** (15), 155503 (2016). DOI: 10.1088/0022-3727/49/15/155503
- [7] 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].
- [8] R.D. Seidgazov, J. Phys. D: Appl. Phys., **42** (17), 175501 (2009). DOI: 10.1088/0022-3727/42/17/175501
- [9] 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
- [10] R.D. Seidgazov, in *Proc. of the Forth Int. Conf. „Laser technologies in welding and material processing“* (E.O. Paton Electric Welding Institute NASU, Kyiv, 2009), p. 62. DOI: 10.13140/RG.2.1.1247.3767
- [11] 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
- [12] Р.Д. Сейдгазов, Ф.Х. Мирзаде, Письма в ЖТФ, **47** (21), 16 (2021). DOI: 10.21883/PJTF.2021.21.51622.18838
- [13] R.D. Seidgazov, F.Kh. Mirzade, Welding Int., **35** (7-9), 359 (2021). DOI: 10.1080/09507116.2021.1979829

- [14] W.W. Duley, *Laser processing and analysis of materials* (Plenum Press, N.Y.–London, 1983).  
DOI: 10.1007/978-1-4757-0193-7
- [15] R. Fabbro, *Appl. Sci.*, **10** (4), 1487 (2020).  
DOI: 10.3390/app10041487
- [16] R. Cunningham, C. Zhao, N. Parab, C. Kantzos, J. Pauza, K. Fezzaa, T. Sun, A.D. Rollett, *Science*, **363** (6429), 849 (2019). DOI: 10.1126/science.aav4687