

О механизме тепломассопереноса при воздействии на свободную поверхность расплава импульсного лазерного излучения

Л.И.Антонова, А.Ф.Глова, С.В.Дробязко, Ю.М.Сенаторов

Экспериментально исследованы условия возникновения и динамика развития затопленных струй, впервые обнаруженных при воздействии на свободную поверхность расплавленного парафина импульсного лазерного излучения, измерены их максимальная скорость и глубина проникновения. Показано, что возникновение затопленных струй имеет пороговый характер и сильно влияет на тепломассоперенос. Приведена картина течений, отражающая динамику развития затопленных струй и термокапиллярных вихрей в ограниченном объеме при импульсно-периодическом облучении поверхности расплава.

Ключевые слова: импульсно-периодический лазер, затопленная струя, термокапиллярные вихри, тепломассоперенос.

1. Введение

Исследование режимов и закономерностей течений при плавлении материалов лазерным излучением представляет интерес для задач лазерной технологии, т. к. эти течения определяют перенос тепла и вещества, сильно влияют на скорость плавления и форму ванны расплава, что существенно при таких технологических процессах, как сварка и легирование [1–4]. Замкнутые течения в виде термокапиллярных вихрей при нагреве поверхности жидкости или расплава непрерывным лазерным излучением исследовались в работах [5–10]. Особенности незамкнутых течений, возникающих под действием силы тяжести и импульса отдачи паров при плавлении вертикальных металлических мишеней излучением непрерывного и импульсно-периодического (ИП) CO₂-лазеров, были изучены в [11–15].

В настоящей работе рассмотрен еще один тип течения при воздействии на свободную поверхность жидкости импульсного или ИП лазерного излучения – затопленная струя (ЗС), возникающая вблизи поверхности и распространяющейся вглубь перпендикулярно ей. Приводятся результаты экспериментального исследования характеристик этого течения в зависимости от параметров излучения.

2. Описание эксперимента

В экспериментах использовался CO₂-лазер, работающий в моноимпульсном, ИП или цуговом режимах с регулируемыми в различных пределах параметрами: энергией $E = 0.1 - 4$ Дж, длительностью $\tau = 20 - 120$ мкс и частотой повторения импульсов $f = 0.1 - 300$ Гц. Лазерное излучение направлялось вертикально и фокусировалось на свободной поверхности жидкости в пятно диа-

метром $D = 3 - 8$ мм. Жидкость заполняла кювету из кварцевого стекла размером 50×10 мм во входной плоскости и высотой 50 мм. В отдельных случаях с помощью профилированной металлической полоски толщиной 0.15 мм и шириной 10 мм, вставляемой в верхнюю часть кюветы, создавался ограниченный объем облучаемой жидкости. Кювета просвечивалась параллельным пучком света. При этом тепловые неоднородности, возникающие при воздействии лазерного излучения, фиксировались теньевым методом, и их увеличенное изображение проецировалось на экран и записывалось на видеопленку с частотой 50 Гц. Для измерения температуры жидкости в ЗС применялась термопара с временным разрешением 0.5 мс и размерами спая $\varnothing 60 \times 40$ мкм. Основные эксперименты проводились при облучении расплава парафина при начальной температуре $T = 60 - 100$ °С.

3. Характеристики ЗС при моноимпульсном воздействии

На рис.1 приведены типичные видеок cadры, иллюстрирующие возникновение и развитие ЗС в расплаве парафина при воздействии одиночного лазерного импульса с плотностью мощности на поверхности $W \geq 4 \times 10^5$ Вт/см². На начальной стадии ЗС имеет вид цилиндра с диаметром, несколько меньшим диаметра фокального пятна, а по мере распространения приобретает грибообразную форму. Одновременно с возникновением ЗС нагревая в приповерхностном слое жидкость под действием термокапиллярных сил движется в радиальном направлении, и через 40–60 мс после начала воздействия на краях течения появляются обратные потоки (указаны стрелками на рис.1, кадры 3, 4). Анализ массива видеок cadров, полученных при разных значениях E , τ и D , показал, что при $W = (1.2 - 4) \times 10^5$ Вт/см² ЗС образуется в результате объединения нескольких струй в одну, имеет вначале вид усеченного конуса и в дальнейшем также становится грибообразной, а при плотности мощности, меньшей порогового значения $W_{th} \approx 10^5$ Вт/см², она не возникает. Отметим, что время релаксации тепловых

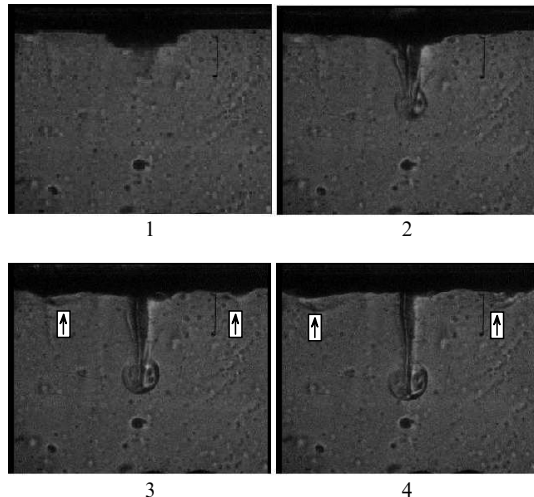


Рис.1. Динамика возникновения и развития ЗС при воздействии на свободную поверхность расплава парафина при $T = 90^\circ\text{C}$ одиночного лазерного импульса с плотностью мощности $W = 4.2 \times 10^5 \text{ Вт/см}^2$ ($\tau = 40 \text{ мкс}$, $E = 4 \text{ Дж}$, $D = 5.5 \text{ мм}$). Время между кадрами равно 20 мс, первый кадр соответствует $t = 8 - 10 \text{ мс}$ после воздействия лазерного импульса. Стрелками показаны обратные потоки.

возмущений в расплаве τ_r с ростом энергии E увеличивается, но его максимальное значение не превышает 1 с.

На рис.2 представлены зависимости от W максимальной глубины H проникновения струи и максимальной скорости V движения ее фронта в расплаве парафина при $\tau = 40$ и 70 мкс и разных значениях E и D , причем скорость определялась по первым двум видеокадрам. Вид-

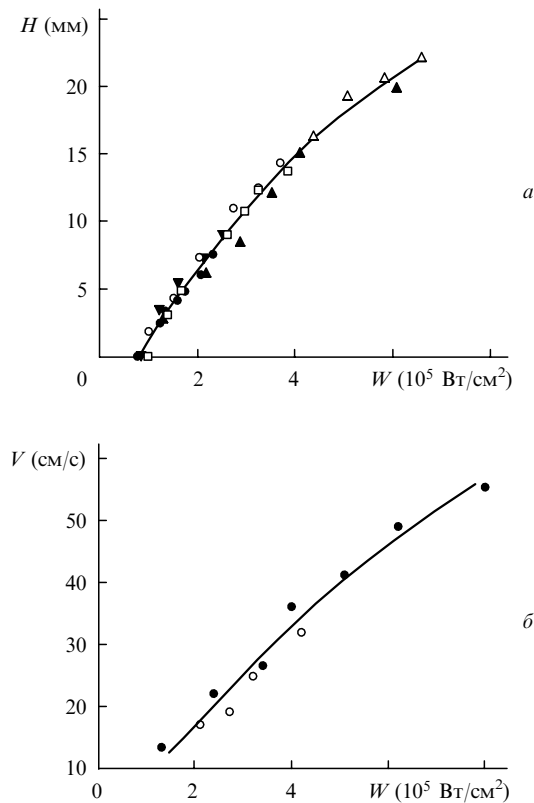


Рис.2. Зависимости от W максимальной глубины H проникновения ЗС (а) и максимальной скорости движения ее фронта V (б) в расплаве парафина. Разные точки соответствуют разным значениям параметров τ , E и D .

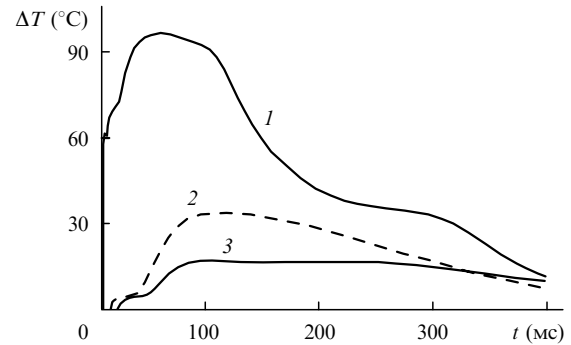


Рис.3. Зависимости от времени изменения температуры ΔT расплавленного парафина в ЗС при $W = 3.3 \times 10^5 \text{ Вт/см}^2$ ($E = 3.7 \text{ Дж}$, $\tau = 40 \text{ мкс}$, $D = 6 \text{ мм}$) для $h = 0.4$ (1), 4.4 (2) и 5.4 мм (3).

но, что при $W > W_{th}$ величины V и H зависят только от плотности мощности и монотонно увеличиваются с ее ростом. Подобный характер имеет зависимость от W и радиальной скорости движения расплава при $10^5 \text{ Вт/см}^2 \leq W \leq 2.2 \times 10^5 \text{ Вт/см}^2$, а при $W > 2.2 \times 10^5 \text{ Вт/см}^2$ эта скорость стабилизируется на уровне $12 - 14 \text{ см/с}$.

На рис.3 показаны зависимости от времени изменения температуры ΔT в ЗС для трех расстояний термопары h от поверхности. Резкое увеличение температуры на $\Delta T \approx 60^\circ\text{C}$, наблюдаемое в начале кривой 1 для $h = 0.4 \text{ мм}$, связано с прямым нагревом термопары лазерным излучением. Проведенные измерения зависимости этого увеличения температуры от h позволили определить длину поглощения лазерного излучения в расплаве парафина $L = 0.4 \text{ мм}$. При $t < 50 \text{ мс}$ на кривой 1 можно выделить еще два временных интервала с заметным возрастанием ΔT ; это особенно отчетливо видно на кривых 2 и 3 для $h \gg L$. Такой характер изменения ΔT свидетельствует о сложной структуре ЗС и неоднородном распределении температуры по ее длине. По известным параметрам ЗС (диаметру и скорости) и зависимости ΔT от времени для заданного расстояния h можно оценить долю поглощенной приповерхностным слоем энергии, которая переносится ЗС на это расстояние. Проведенные оценки показали, что при $h = 3 \text{ мм}$ эта доля составляет $\sim 40\%$.

В табл.1 приведены оценки температуры поверхности расплава парафина T_s в конце лазерного импульса, полученные в предположении полного поглощения излучения в приповерхностном слое, и давления насыщенных паров p для этой температуры при $D = 4 \text{ мм}$, $\tau = 40 \text{ мкс}$, $T = 90^\circ\text{C}$ и различных значениях E и W . Видно, что ЗС возникает при изменении давления паров в широком диапазоне. Следует сказать, что указанный ранее переход начальной стадии развития ЗС от многоструйной к одноструйной происходит при давлении, близком к атмосферному.

Табл.1.

| E (Дж) | W (10^5 Вт/см^2) | T_s (К) | p (мм рт. ст.) |
|----------|--------------------------------|-----------|------------------|
| 0.65 | 1.3 | 435 | 2 |
| 1.2 | 2.4 | 496 | 15 |
| 1.7 | 3.4 | 551 | 75 |
| 2.0 | 4.0 | 585 | 200 |
| 2.55 | 5.1 | 645 | 700 |
| 3.1 | 6.2 | 706 | 1200 |
| 4.0 | 8.0 | 806 | 2050 |

Отметим, что течения с ЗС были получены также при импульсном облучении поверхности воды, спирта, керосина, расплава стеарина и нагретого до 160°C глицерина.

4. Особенности течений в ИП режиме

В ИП режиме облучения поверхности при частоте повторения лазерных импульсов $f > 1/\tau$, следует ожидать, что картина течения будет отличаться от полученной при моноимпульсном воздействии. Так как в реальных задачах лазерной технологии расплав всегда ограничен твердыми стенками, то видеосъемка течений в ИП режиме проводилась для ограниченного объема расплавленного парафина.

С ростом частоты повторения импульсов радиальное движение расплава превращается в замкнутое течение в виде двух симметричных термокапиллярных вихрей, которые вблизи фокального пятна замыкаются на его краях в области максимального градиента температуры, а пульсирующая ЗС достигает дна ограничивающей стенки и переносимая ею жидкость возвращается на поверхность по периферии области, примыкающей к ЗС. Аналогичный характер имеет установившееся течение при увеличении энергии импульсов и неизменной частоте; его вид в зависимости от энергии E показан на рис.4. Несмотря на деформацию ЗС дном ограничивающей стенки при увеличении E , термокапиллярные вихри сохраняют свою форму.

Динамика формирования установившегося течения в ограниченном объеме при воздействии на поверхность цуга из 50 импульсов с $E = 2$ Дж, $\tau = 40$ мкс и $f = 125$ Гц при $D = 4$ мм показана на рис.5. Видно, что при данных параметрах излучения уже через 20 мс ЗС достигает ограничивающей стенки, пройдя расстояние ~ 10 мм, затем растекается по ней и в результате приобретает вид, аналогичный приведенному на рис.4 (кадр 4). Что касается радиального движения расплава, то сформированные через 60 мс прижатые к поверхности замкнутые вихри (кадр 4 на рис.5) еще через 60 мс достигают боковой стенки (кадр 7), а затем углубляются в расплав и

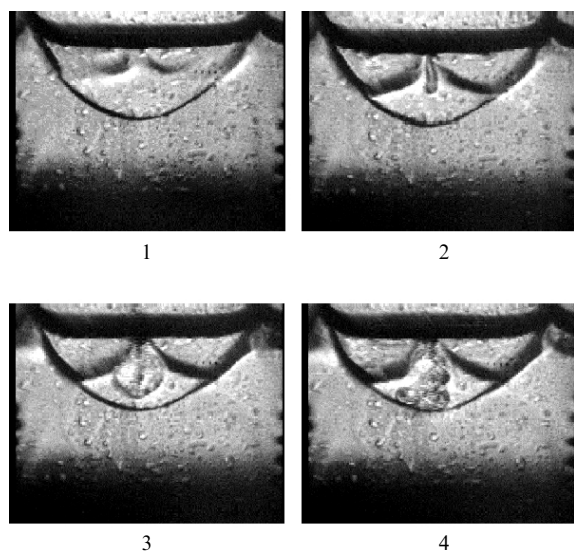


Рис.4. Типичные видеокadres установившихся течений в ограниченном объеме расплава парафина ($T = 75^\circ\text{C}$) в случае ИП воздействия лазерного излучения на поверхность при $f = 10$ Гц, $\tau = 40$ мкс, $D = 4$ мм и $E = 0.8$ (1), 1.2 (2), 1.5 (3) и 1.9 Дж (4).

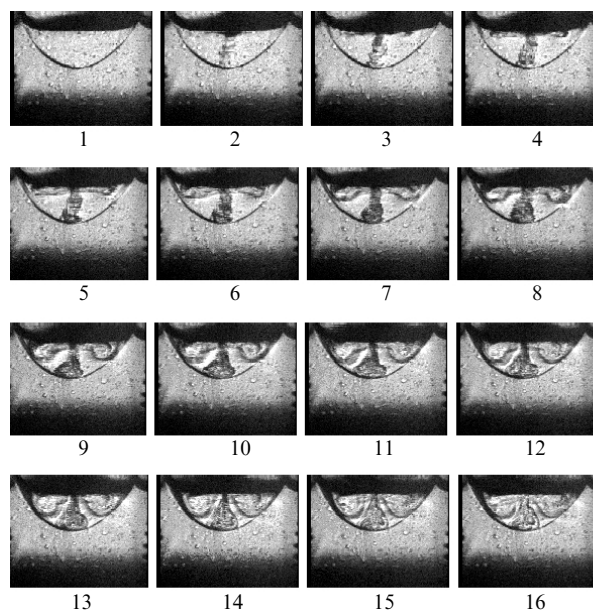


Рис.5. Динамика формирования течений в ограниченном объеме расплава парафина ($T = 75^\circ\text{C}$) в случае воздействия на его поверхность цуга из 50 импульсов с $E = 2$ Дж, $f = 125$ Гц и $\tau = 40$ мкс при $D = 4$ мм. Время между кадрами равно 20 мс.

через 240 мс после начала воздействия (кадр 13) приобретают вид, типичный для вихрей Марангони.

Необходимо отметить, что введение в расплав в процессе лазерного воздействия твердых микрочастиц из пробкового дерева с размерами $\sim 0.3-0.5$ мм и концентрацией менее 10% не приводит к изменению вида и параметров течения, поэтому полученные характеристики течения могут быть справедливы и для двухфазной среды.

5. Плавление металлической пластины излучением двух лазеров

Существование ЗС и ее сильное влияние на теплоперенос, показанное в модельных экспериментах с расплавом парафина, поставило вопрос о возможности протекания аналогичных процессов в расплаве металла.

С этой целью были проведены дополнительные эксперименты, в которых пластина из нержавеющей стали толщиной 4 мм подвергалась воздействию излучения двух лазеров с совмещенными центрами фокальных пятен. CO_2 -лазер мощностью $P_1 = 3.1$ кВт с размером фокального пятна $D_1 = 2.7$ мм и регулируемой в пределах $\tau_1 = 0.25 - 3$ с длительностью воздействия обеспечивал плавление мишени при всех τ_1 . С помощью ИП ИАГ: Nd-лазера с $f_2 = 50$ Гц, $E_2 = 0.4$ Дж, $\tau_2 = 100$ мкс и размером пятна в фокусе $D_2 = 0.8$ или 1.4 мм осуществлялся дополнительный нагрев металла в зоне воздействия до температуры выше температуры кипения. Угол между пучками лазеров составлял 15° .

Сравнение шлифов расплава, полученных для разных τ_1 при облучении пластины только CO_2 -лазером и при одновременном воздействии двух лазеров, показало, что, несмотря на незначительное увеличение общей средней мощности $((P_1 + P_2)/P_1 \approx 1$, где $P_2 = E_2 f_2 = 20$ Вт), во втором случае глубина расплава заметно растет. Увеличение глубины расплава h_m в зависимости от τ_1 при одновременном воздействии двух лазеров показано на

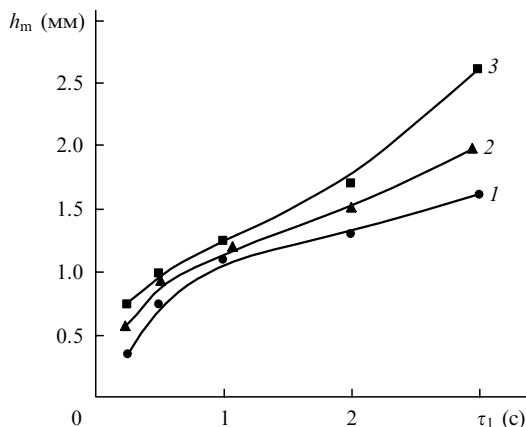


Рис.6. Зависимости от τ_1 глубины расплава h_m при воздействии на поверхность пластины из нержавеющей стали толщиной 4 мм излучения только CO_2 -лазера (1) и излучения двух лазеров (2,3) при $D_2 = 1.4$ (2) и 0.8 мм (3).

рис.6. Этот эффект свидетельствует о появлении дополнительного высокоэффективного механизма переноса тепла с поверхности в глубь расплава. Таким механизмом может быть течение типа ЗС, возникающее в расплаве металла под воздействием импульсов ИАГ: Nd-лазера.

6. Заключение

Течение типа ЗС, впервые экспериментально обнаруженное при воздействии на расплав парафина импульсного лазерного излучения, сильно влияет на теплоперенос и существует в целом ряде других жидкостей. Влияние данного течения может проявляться при сварке, легировании, закалке с оплавлением поверхности и в дру-

гих технологических процессах с применением лазерного излучения, о чем косвенно свидетельствует почти двукратное увеличение глубины расплава при одновременном воздействии на металл излучения мощного непрерывного CO_2 -лазера и ИП ИАГ: Nd-лазера с заметно меньшей средней мощностью излучения.

Авторы благодарны Г.Г.Гладушу за полезное обсуждение результатов работы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 00-02-16161).

1. Веденов А.А., Гладуш Г.Г. *Физические процессы при лазерной обработке материалов* (М.: Энергоатомиздат, 1985).
2. Арутюнян Р.В., Баранов В.Ю., Большов Л.А. и др. *Воздействие лазерного излучения на материалы* (М.: Наука, 1989).
3. Мирзоев Ф.Х., Панченко В.Я., Шелепин Л.А. *УФН*, **166**, № 1, 3 (1996).
4. Голубев В.С. *Препринт ИППИТ РАН № 83* (Шатура, 1999).
5. Гладуш Г.Г., Дробязко С.В., Лиханский В.В. и др. *Квантовая электроника*, **25**, 439 (1998).
6. Chan C.L., Mazumder J., Chen M.M. *Metallurgical Transactions A*, **15**, 2175 (1984).
7. Chan C.L., Chen M.M., Mazumder J. *J. Heat Transfer*, **110**, № 1, 140 (1988).
8. Tompson M.E., Szekely J. *Int. J. Heat Mass Transfer*, **32**, 1007 (1989).
9. Майоров В.С., Матросов М.П. *Квантовая электроника*, **16**, 806 (1989).
10. Гладуш Г.Г., Лиханский В.В., Лобойко А.И. *Квантовая электроника*, **24**, 274 (1997).
11. Лиханский В.В., Лобойко А.И., Красюков А.Г., Антонова Г.Ф., Саяпин В.П. *Квантовая электроника*, **26**, 139 (1999).
12. Антонова Г.Ф., Гладуш Г.Г., Красюков А.Г., Косырев Ф.К., Саяпин В.П. *ТВТ*, **37**, 865 (1999).
13. Антонова Г.Ф., Гладуш Г.Г., Красюков А.Г., Косырев Ф.К., Родионов Н.Б. *ТВТ*, **38**, 501 (2000).
14. Гладуш Г.Г., Дробязко С.В., Родионов Н.Б., Антонова Л.И., Сенаторов Ю.М. *Квантовая электроника*, **30**, 1072 (2000).
15. Гладуш Г.Г., Родионов Н.Б. *Квантовая электроника*, **32**, 14 (2002).

ПОПРАВКИ

Т.И.Кузнецова, В.С.Лебедев. Структура световых волн в волноводе, сужающемся до субволновых поперечных размеров («Квантовая электроника», 2002, т. 32, № 8, с. 727–737).

В статье допущены следующие опечатки:

1. На с. 737 в правой части формулы (П2.7) перед интегралом вместо знака равенства должен стоять знак умножения.
2. В списке литературы на с. 737 в ссылке [4] вместо (1994) следует читать (1984).

В.А.Сычугов, В.П.Торчигин, М.Ю.Цветков. Волны шепчущей галереи в волоконных световодах («Квантовая электроника», 2002, т. 32, № 8, с. 738–742).

В статье допущены следующие опечатки:

1. На рис.1 (с. 738) вместо «N» следует читать «l».
2. В подписи к рис.1 вместо «N – число отражений» следует читать «l – целое число».
3. На стр. 740 во 2-й строке после формулы (11) вместо « ω и \bar{N} » следует читать « ω и \bar{H} ».
4. На рис.4 (с. 740) стрелка на траектории луча в правой части рисунка должна быть направлена в противоположную сторону.