

Термокапиллярный механизм создания давления отдачи на металлах в лазерных технологиях с режимом глубокого проплавления

Р.Д. Сейдгазов¹, Ф.Х. Мирзаде¹

¹Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН - филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Святоозерская 1, Шатура, Россия, 140700

Аннотация. Для определения величины давления отдачи на металлической мишени термокапиллярным выплеском расплава при лазерном воздействии представлен анализ экспериментов по регистрации импульса отдачи на мишенях (Fe, Al, Cu) при воздействии лазерного излучения с параметрами, характерными для технологий с режимом глубокого проплавления. Для заданных значений коэффициента поглощения и свойств металлов получено согласование расчетных (на основе термокапиллярного механизма) и эмпирических данных давления отдачи и скорости удаления расплава (разбрызгивания капель) для железа, для алюминия и меди. Показано, что в технологическом диапазоне параметров лазерного излучения импульс отдачи может создаваться не истечением паров металла, а термокапиллярным удалением расплава с выплеском и разлетом капель. Обсуждается возможность усиления термокапиллярного перемещения расплава электрокапиллярным механизмом.

1. Введение

При плавлении металлов лазерным или электронным лучом с плотностью мощности ~ 1 МВт/см² наблюдается эффект глубокого проплавления с формированием кратера, который обеспечивает проникновение луча вглубь металла. Такой режим глубокого проплавления широко используется в лучевых технологиях обработки металлов. Например, для получения высокопрочных соединений металлов большой толщины с минимальными тепловыми деформациями или в аддитивной технологии селективного плавления металлических порошков [1,2,3] для 3D печати изделий сложной конфигурации. Понимание фундаментальных аспектов формирования кратера в режиме глубокого проплавления необходимо для моделирования технологических процессов с применением высококонцентрированных потоков энергии.

Формирование кратера сопровождается интенсивными гидродинамическими процессами и образованием дефектов (порообразование и нестабильность кратера, подрезы, перфорирование шва, периодические наплывы, выброс капель и т. д.). Моделирование этих процессов обычно опирается на испарительно-гидродинамическую гипотезу, предполагающую вытеснение расплава из пятна облучения реактивным давлением отдачи струи металлических паров. Эта гипотеза широко используется и для многих специалистов представляется очевидной, хотя не имеет экспериментальных подтверждений [4] и опирается только на теоретические и расчетные исследования, выполненные в предположении доминирования испарительно-гидродинамического механизма. Возникающие при этом трудности расчетного

воспроизведения гидродинамических параметров связаны с неприемлемо большими расхождениями между расчетными и эмпирическими значениями параметрами испарения [5]. Отмечаются критические противоречия с экспериментами, указывающими на малую интенсивность испарения при лазерных технологиях в режиме глубокого проплавления, которое не может обеспечить как стационарное поддержание кратера [6,7], так и высокие скорости перемещения расплава в зоне облучения (7.5 - 16 м/с [8]). Пользуясь испарительно-гидродинамической гипотезой при моделировании технологических процессов, исследователи вынуждены признавать отсутствие адекватных знаний о реальном физическом механизме переноса расплава [5,9,10], объясняя это несовершенством теории испарения [5], недостаточностью экспериментальных данных [10], сложностью исследований в условиях совокупного действия нескольких возможных механизмов и малой мощностью компьютеров [9]. Поскольку нет рациональных причин для использования испарительно-гидродинамической гипотезы, то будет правильно считать такой выбор гидродинамической модели интуитивным. Если в начале исследований такой подход был приемлемым, то сегодня он уже не соответствует накопленным знаниям и указывает ложное направление для исследований и моделирования технологических процессов. Для исправления ситуации необходим анализ иных гидродинамических механизмов, и прежде всего тех, которые не связаны с испарением.

В числе основных механизмов, способных определять гидродинамические особенности технологического процесса лучевого плавления, часто называется термокапиллярный механизм, который рассматривает лазерное перемещение расплава под действием термокапиллярных сил, возникающих на поверхности расплава при локальном нагреве мощным лучом вследствие зависимости поверхностного натяжения от температуры. В развитом процессе плавления термокапиллярное течение имеет структуру рециркуляции с замкнутыми линиями тока [11,12,13], при которой формирование кратера невозможно. Из этого часто делается вывод о незначительной роли термокапиллярного эффекта в режиме глубокого проплавления.

Чтобы убедиться в поспешности такого вывода необходимо внимательно исследовать начальную фазу лазерного плавления, когда термокапиллярный поток всегда имеет сдвиговую структуру до момента замыкания линий тока и появления возвратного пристеночного течения (формирования рециркуляции). Сдвиговая структура потока обеспечивает высокую эффективность удаления расплава из зоны облучения, но существует только очень короткое время при лазерном иницировании плавления. Если мощность луча выше некоторого порогового значения (для заданного размера пятна фокусировки), то скорость удаления расплава может достигать высоких значений (~ 10 м/с) и обеспечить понижение уровня расплава со скоростью движения фронта плавления с образованием кратера [14,15]. В этих условиях сдвиговая структура потока сохраняется в течение кратковременной фазы роста кратера. При сканировании луча сдвиговая структура термокапиллярного потока поддерживается стационарно непрерывным потоком холодного металла, набегающего на переднюю стенку канала проплавления и поддерживающего толщину расплавленного слоя в пределах малых значений. Формирование циркуляционной структуры потока с замыканием линий тока происходит только на удалении от передней стенки канала проплавления - в области задней стенки кратера. При сдвиговой структуре потока расчетная скорость термокапиллярного течения расплавленного металла хорошо соответствует экспериментальным данным [7,8].

Термокапиллярный механизм образования кратера подтверждается фактом кратковременного существования кратера при длительном точечном воздействии луча. В экспериментах [14] показано, что развитие кратера происходит в три этапа, отличающихся особенностями гидродинамических процессов на каждой из них (1-рост кратера, 2-развитие колебаний расплава на стенках кратера, 3-затекание и исчезновение кратера). На третьей и последней стадии своей эволюции кратер затекает и исчезает в результате формирования циркуляционной структуры потока. Затекание кратера в металлической мишени под действующим излучением подтверждают результаты экспериментов [16], в которых при максимальной мощности лазерного излучения зарегистрировано резкое (на порядок)

уменьшение глубины канала проплавления после достижения предельной глубины 6 мм. Этот феномен нельзя объяснить на основе испарительно-гидродинамического механизма, который предполагает поддержание кратера давлением паров в течение воздействия луча любой продолжительности. Такая эволюция кратера под действием давления отдачи паров подтверждена модельными экспериментами по воздействию непрерывного лазерного излучения на жидкости [17,18] и результатами численного моделирования точечного лазерного плавления металлов с использованием испарительно-гидродинамической гипотезы [19,20].

Подобная неопределенность в понимании основного механизма перемещения расплава под действием концентрированного излучения сдерживает развитие моделирования технологических процессов с режимом глубокого проплавления. Очевидно, что выбор гидродинамической модели должен быть основан на её непротиворечивости экспериментальным данным. Для преодоления этой неопределенности необходим анализ экспериментов, результаты которых содержат информацию о гидродинамических процессах в расплаве и механизме его перемещения.

2. Гидродинамический механизм генерация импульса отдачи на металлических мишенях

Для решения поставленной задачи представляют интерес эксперименты по регистрации импульса отдачи на металлических мишенях при воздействии лазерного импульса, для которой используют баллистический (по измерению отклонения маятника с закрепленной на ней мишенью) или пьезоэлектрический метод (по сигналу с пьезоэлектрического датчика, расположенного между мишенью и массивным основанием) (рисунок 1). Такие экспериментальные методики обычно применяются для исследований процесса лазерной абляции, при которых используются короткие лазерные импульсы ($\sim 10^{-9} - 10^{-6}$ с) с высокой плотностью мощности ($\sim 10^7 - 10^{11}$ Вт/см²) и регистрируется импульс отдачи от реактивного действия на мишень струи паров или от релаксации давления плазмы оптического пробоя паров металла. Такие параметры далеки от технологических условий лазерного плавления. Для обозначенных выше целей требуются результаты аналогичных экспериментов с условиями близкими к технологическим и возможна генерация импульса отдачи от гидродинамического выплеска расплава и разлета капель.

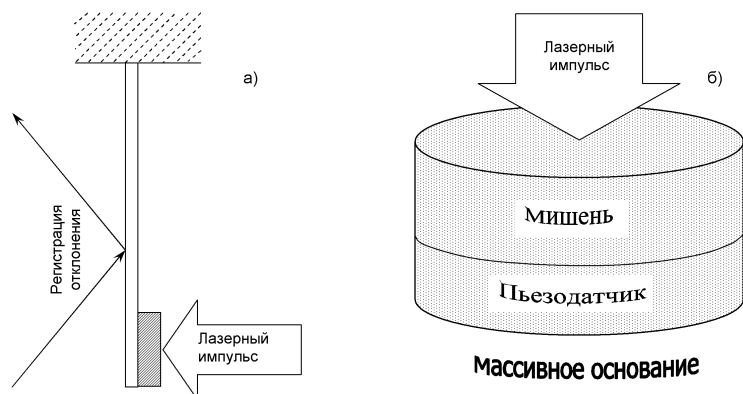


Рисунок 1. Схема баллистического (а) и пьезоэлектрического (б) методов измерения давления отдачи при воздействии лазерного импульса на металлическую мишень.

На возможность такой генерации импульса отдачи указывают эксперименты по регистрации разлета капель. Знание средних скоростей разлета капель в технологических условиях глубокого проплавления позволяет сделать оценки создаваемого при этом давления отдачи. Принимая среднюю скорость разлета капель железа $V \sim 10$ м/с, оценим давление отдачи от разлета капли как $P = \rho V^2 \approx 800$ кН/м² (ρ - плотность расплава). Для создания такого давления реактивным действием струи паров металла, скорость истечения паров должна составить $V_{\Pi} = (P/\rho_{\Pi})^{1/2} \approx 900$ м/с (плотность паров $\rho_{\Pi} \sim 1$ кг/м³ [24]).

В экспериментах [21] при сверлении сплава Ti-6Al-4V импульсами Nd:YAG лазера с плотностью мощности около 4 МВт/см² и длительность импульса 0,5 мс зарегистрирована скорость разлета капель $V \sim 10$ м/с. Такая скорость разлета капель может создавать на титановой мишени давление отдачи $P = \rho V^2 \approx 400$ кН/м² (ρ - плотность расплава). При

сверлении алюминия более короткими импульсами (0.1 мс) при плотности мощности 53 МВт/см² наблюдались скорости разлета капель 5-20 м/с [22], что может создавать давление отдачи $P = \rho V^2 \approx 8-900 \text{ кН/м}^2$. В экспериментах [23] при воздействии импульса с плотностью мощности 20 МВт/см² скорость разлета малых капель (Al) с размерами ~10 мкм достигала 30 м/с ($P = \rho V^2 \approx 2000 \text{ кН/м}^2$). Отмечается, что увеличение плотности мощности приводит к росту скорости разлета капель и уменьшению их размеров, как следствие уменьшения толщины расплавленного слоя на стенках кратера из-за более высоких температурных градиентов.

Знание средних скоростей разлета капель в технологических условиях глубокого проплавления позволяет сделать оценки создаваемого при этом давления отдачи. Принимая среднюю скорость разлета капель железа $V \sim 10 \text{ м/с}$, оценим давление отдачи от разлета капли как $P = \rho V^2 \approx 800 \text{ кН/м}^2$ (ρ - плотность расплава). Для создания такого давления реактивным действием струи паров металла, скорость истечения паров должна составить $V_{\Pi} = (P/\rho_{\Pi})^{1/2} \approx 900 \text{ м/с}$ (плотность паров $\rho_{\Pi} \sim 1 \text{ кг/м}^3$ [24]).

Следует заметить, что при плавлении металлов в режиме глубокого проплавления регистрируются на порядок меньшие средние скорости истечения паров ~ 10-50 м/с [25,26]. Столь значительное расхождение ставит под сомнение возможность создания импульса отдачи реактивным действием паров в технологических условиях режима глубокого проплавления и требует более детального анализа данных регистрации импульса отдачи на металлических мишенях в условиях близких к технологическим:

- материал мишени - конструкционные металлы (железо, алюминий, титан, медь и т. д.),
- плотность мощности в пределах технологического диапазона ~ (0.5 - 5) МВт/см²,
- размеры пятна фокусировки луча ~ 0.1-1 мм,
- длительность импульса > ~ 10⁻³ сек.

Такие условия экспериментов характерны для ранних исследований. Им в наибольшей степени соответствуют эксперименты [27], в которых при воздействии лазерного импульса с длиной волны 1.06 мкм и длительностью 2 мс измерялся удельный импульс отдачи I/E (I - импульс отдачи, E - энергия лазерного импульса) на мишенях из железа, меди и алюминия в диапазоне плотности мощности $q = 0.5 \div 10 \text{ МВт/см}^2$ (рисунок 2).

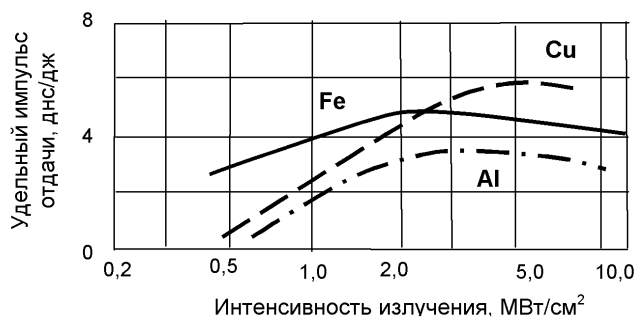


Рисунок 2. Зависимость удельного импульса отдачи металлов I/E от плотности мощности луча q для мишеней из железа, алюминия и меди [27].

3. Термокапиллярный выплеск расплава и генерация импульса отдачи

Давление отдачи, создаваемое термокапиллярным выплеском расплава, можно записать как

$$P = \rho V_x^2 \quad (1)$$

где ρ , V_x - плотность расплава и скорость течения. Для нахождения скорости термокапиллярного течения V_x используем выражение [14,15]

$$V_x \approx |\partial\sigma/\partial T| \partial T/\partial r \times \delta/\eta$$

где η - динамическая вязкость, $|\partial\sigma/\partial T|$ - температурный коэффициент поверхностного натяжения, δ - толщина вязкого слоя. Оценивая $\partial T/\partial r$ на расстоянии радиуса пятна фокусировки $d/2$ как $\partial T/\partial r \approx 2Aq\delta/\lambda d$ (λ - теплопроводность, q - плотность мощности, A - коэффициент поглощения излучения), получим

$$V_x \approx 2|\partial\sigma/\partial T| Aq\delta^2/(\lambda\eta d) \quad (2)$$

Согласно условию сохранения массы, термокапиллярное удаление расплава вызывает понижение уровня жидкого слоя. В установившемся режиме для сохранения теплового потока

толщина расплавленного слоя должна оставаться постоянной при движении фронта плавления со скоростью понижения уровня жидкого слоя. Такое одновременное движение двух фазовых границ в области, ограниченной пятном фокусировки луча, образует кратер. Поэтому для роста кратера в установившемся режиме запишем условие равенства скорости движения фронта плавления V_M и понижения уровня жидкого слоя за счет термокапиллярного растекания расплава V_S ($V_M = V_S$).

Для изменения скорости движения фронта плавления со временем можно записать $V_M \approx 2(\chi/t)^{1/2}$, а для времени установления термокапиллярного течения справедливо $t \approx \delta^2/(4\nu)$ (ν - кинематическая вязкость). С учетом этого получим скорость фронта плавления в установившемся процессе роста кратера $V_M \approx 4(\chi\nu)^{1/2} / \delta$. Условия равенства скоростей $V_M = V_S$ при формировании каверны, примет вид

$$(\chi\nu)^{1/2}/\delta = V_X \delta/d$$

После применения выражения (2) получим $(\chi\nu)^{1/2}/\delta = 2|\partial\sigma/\partial T|Aq\delta^3/(\lambda\eta d^2)$. Отсюда определим толщину вязкого слоя, создаваемого термокапиллярным потоком при формировании каверны

$$\delta = [(\lambda\chi^{1/2}\eta^{3/2}d^2) / (2\rho^{1/2}|\partial\sigma/\partial T|Aq)]^{1/4} \quad (3)$$

Выражения (2) и (3) позволяют получить оценку скорости термокапиллярного потока в зависимости от операционных параметров луча и свойств металла, а также оценить давление отдачи на мишени от термокапиллярного выплеска $P = \rho V_X^2$. Для расчетов величины скорости термокапиллярного течения и давления отдачи используются физические свойства металлов, представленные в таблице 1.

Таблица 1. Физические свойства металлов, используемые в расчетах.

	Железо	Алюминий	Медь
Плотность расплава, ρ ($кг м^{-3}$)	7800	2320	9150
Теплопроводность, λ ($Вт м^{-1} К^{-1}$)	30.8	100	320
Температуропроводность, $\chi \times 10^{-5}$ ($м с^{-2}$)	0.536	3.6	8.0
Динамическая вязкость, $\eta \times 10^{-3}$ ($Н с м^{-2}$)	4.95	3.8	4.1
Температурный коэффициент поверхностного натяжения, $ \partial\sigma/\partial T \times 10^{-3}$ ($Н м^{-1} К^{-1}$)	0.49	0.35	0.21

4. Результаты и обсуждение

Произведение координат в каждой точке зависимостей, представленных на рисунке 2, дает эмпирическое значение давления отдачи на мишени $P = q(I/E)$. Из (1) получаются соответствующие этим значениям P скорости течения расплава при выплеске $V=(P/\rho)^{1/2}$. Результат такой обработки экспериментальных данных [27] (рисунок 2) представлен на рис. 3 а, б. В левой части рисунка 3, а представлены расчетные зависимости давления отдачи $P(Aq)$ на мишенях из железа, алюминия и меди и результаты обработки данных эксперимента [27] в виде произведения координат точек на эмпирической зависимости (рисунок 2) $P = q(I/E)$. В правой части рисунка 3, б представлены расчетные зависимости соответствующей скорости термокапиллярного течения и выплеска расплава $V_X(Aq)$ вместе с результатами обработки экспериментальных данных [27] как $V=(P/\rho)^{1/2} = [q(I/E)/\rho]^{1/2}$.

Из (1), (2) и (3) следует, что величина давления отдачи на мишени от термокапиллярного выплеска имеет линейную зависимость от интенсивности излучения $P = \rho V_X^2 \sim q$, в то время как давление отдачи паров имеет экспоненциальную зависимость от температуры поверхности $P \approx 0.5p_0 \exp(-U/T)$, где p_0 и U — подгоночные параметры, имеющие смысл нормального давления и атомной теплоты испарения [17]. Если в приближении основного закона теплопроводности температура поверхности расплава линейно зависит от плотности мощности луча как $T \approx q2(\chi t)^{1/2}/\lambda$, то испарительно-гидродинамическая гипотеза предполагает экспоненциальный рост давления отдачи $P(q)$, с которым связывают пороговый по плотности мощности характер перехода в режим глубокого проплавления.

Таким образом, характер эмпирической зависимости $P(q)$ может отражать основной механизм перемещения расплава в результате воздействия лазерного импульса.

Для всех исследованных металлов (Fe, Al, Cu) характер изменения $P(Aq)$, полученный перемножением координат точек $P = q(I/E)$ эмпирической зависимости [27] (рисунок 2), с хорошей точностью воспроизводится линейной зависимостью (рисунок 3, а), а характер изменения скорости течения расплава $V=(P/\rho)^{1/2}$ хорошо соответствует расчетной зависимости скорости термокапиллярного потока $V_x(q)$, полученной с помощью выражений (2) и (3). Таким образом вид зависимостей $P(q)$ и $V(q)$ качественно соответствуют термокапиллярному механизму создания импульса давления на мишени за счет выплеска расплава и каплеобразования.

Расчеты для начальной стадии плавления (при малой деформации поверхности) с применением выражений (2) и (3) требуют учета величины коэффициента поглощения A . Это особенно важно, если длительность лазерных импульсов меньше времени формирования кратера на глубину порядка радиуса пятна фокусировки. При большей длительности импульса (глубине кратера) создаются условия для «захвата» излучения кратером с резким ростом эффективного поглощения в результате многократных переотражений излучения на стенках кратера. Такой рост эффективного поглощения лазерного излучения при образовании кратера и волноводного распространения излучения в его полости с многократными переотражениями от стенок неоднократно отмечался исследователями лазерных технологий с режимом глубокого проплавления [например, 28, 29].

Есть сообщения, что эффективное поглощение лазерного излучения кратере может достигать $A = 0.7 - 0.8$ и даже приближаться к единице [30]. Поэтому в расчетах коэффициент поглощения A является параметром с широким интервалом вероятных значений ($A \sim 0.1-1$). Надо иметь в виду, что при лазерном воздействии наблюдается изменение не только коэффициента поглощения A , но и реальных свойств металлов, что усугубляет неопределенность расчетов. Однако, варьирование свойств металлов приводит к тому, что корреляция расчетных и эмпирических результатов достигается при других значениях коэффициента поглощения A , включая $A=1$, что соответствует формированию кратера. К сожалению, в экспериментах [27] данные о формировании кратера не представлены.

4.1. Железная мишень

В исследуемом диапазоне плотности мощности изменение давления отдачи P имеет характер близкий к линейному и изменяется от 1.5 до 40 бар. Незначительное отклонение от линейного характера наблюдается в диапазоне плотности мощности излучения 0.4-2.0 МВт/см². Начало этого диапазона близко к порогу глубокого проплавления (~ 0.4 МВт/см²), а конец диапазона может определяться переходом в режим с интенсивным расплескиванием металла и разлетом капель при $q \sim 3.0$ МВт/см² [31]. Скорость движения расплава, необходимая для создания такого давления гидродинамическим выплеском, изменяется в диапазоне $V = 5 - 22$ м/с. Для железной мишени со свойствами, указанными в таблице 1, хорошая корреляция расчетных и эмпирических значений давления отдачи P и скорости выплеска V достигается при коэффициенте поглощения $A=0.4$ (рисунок 3). При этом давление отдачи P изменяется от 1.5 до 40 бар.

4.2. Алюминиевая мишень

Для алюминиевой мишени количественная корреляция расчетных и эмпирических результатов достигается при коэффициенте поглощения $A=0.3$ (рисунок 3) и наблюдается на всем исследуемом диапазоне плотности мощности. С ростом q давление отдачи P поднимается от 0.4 до 30 бар, а скорость выплеска металла V увеличивается от 5 до 35 м/с.

4.3. Медная мишень

На медной мишени при $A=1$ (рисунок 3) наблюдается наилучшая корреляция (при свойствах, заданными в таблице 1). Такой результат на первый взгляд выглядит неожиданным, учитывая высокую отражательную способность и температуропроводность меди. При $q > 3$ МВт/см² ($A=1$) наблюдается заметное расхождение расчетных и эмпирических величин давления отдачи примерно в 1.5 раза, которое отражает усиление давления отдачи (предположительно в

результате ускорения расплава некоторым дополнительным механизмом). Для сравнения представлены результаты расчетов давления отдачи P и скорости течения V при $A=0.15$. В этом случае расхождение между расчетными и эмпирическими результатами становится многократным, а предположительный дополнительный механизм ускорения расплава следует рассматривать как основной гидродинамический механизм перемещения расплава.

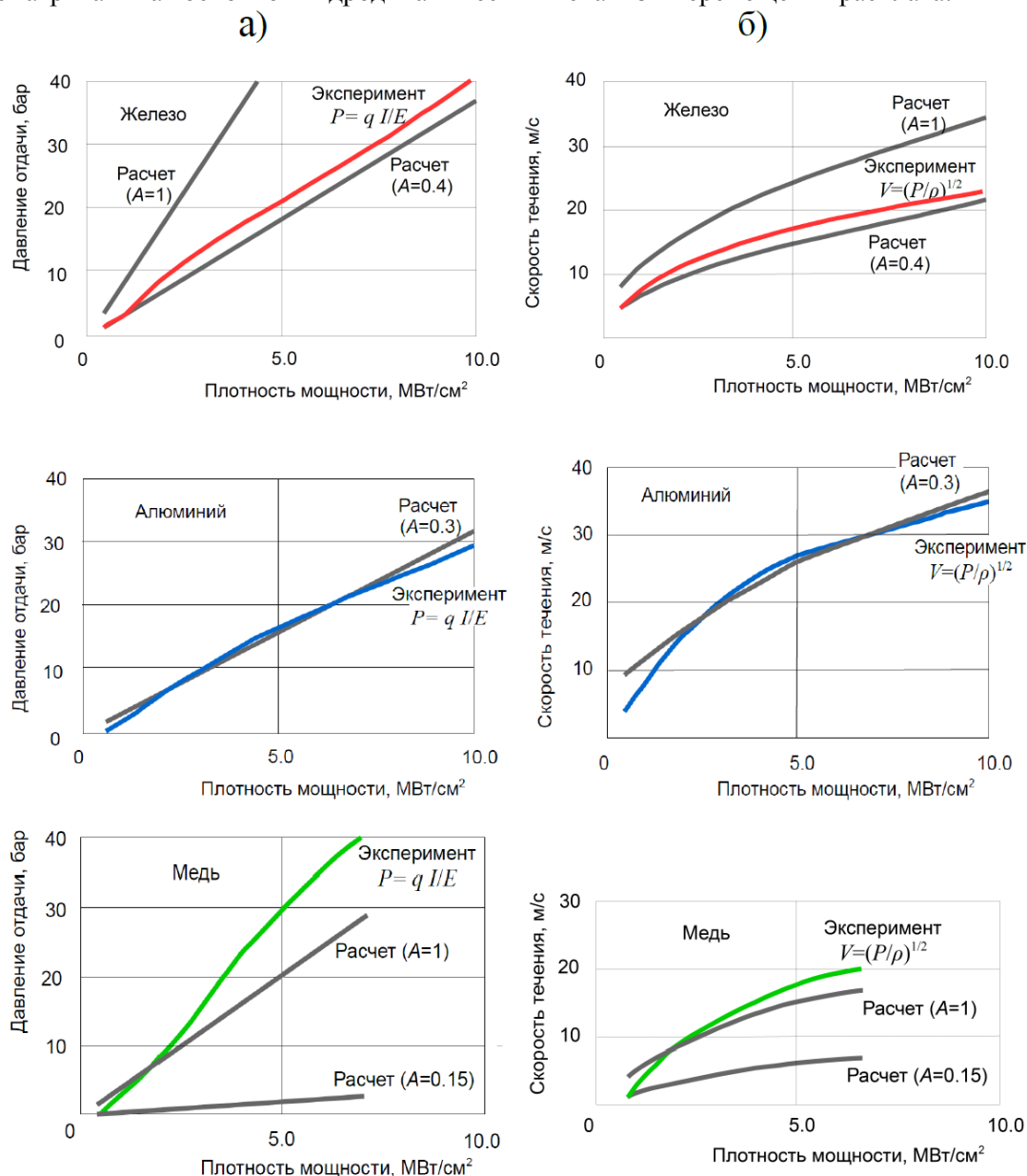


Рисунок 3. Изменение давления отдачи P (а) и соответствующей скорости течения расплава V (б) от плотности мощности излучения для железной, алюминиевой и медной мишени (обработка экспериментальных данных [27] и расчет при заданном коэффициенте поглощения A).

Таким механизмом может быть электрокапиллярный эффект, возникающий вследствие изменения поверхностного натяжения расплава при неоднородном распределении электрических зарядов на поверхности расплава [32].

4.4. Электрокапиллярный механизм

При лазерном плавлении металлов условия для проявления электрокапиллярного механизма появляются в месте контакта двух подвижных проводящих сред - металлического расплава и

низкотемпературной эрозионной плазмы, где возникает двойной электрический слой и происходит перераспределение зарядов. Влияние плазмы на поверхностное натяжение расплавленного металла исследовано в экспериментах [33]. В них были измерено поверхностное натяжение меди и железа в окружении аргоновой плазмы и установлено, что поверхностное натяжение между расплавленным металлом и окружающей плазмой влияет на циркуляцию металла в сварочной ванне. В присутствии плазмы наблюдается уменьшение поверхностного натяжения расплавленного металла. Наиболее сильно это проявляется на меди. Установлено, что при этом также наблюдается уменьшение скорости испарения меди [34].

Для учета электрокапиллярных гидродинамических особенностей необходимо рассматривать зависимость поверхностного натяжения не только от температуры, но и от электрического потенциала поверхности

$$\sigma(T, \varphi) = \sigma_0 - |\partial\sigma/\partial T|\Delta T - |\partial\sigma/\partial\varphi|\Delta\varphi$$

В теории электрокапиллярных явлений известно уравнение Липпмана [32], которое устанавливает связь между поверхностным натяжением и поверхностной плотностью зарядов $Q = e/S = -\partial\sigma/\partial\varphi$ (e - заряд, приходящийся на поверхность площадью S). С учетом уравнения Липпмана для градиента поверхностного натяжения вдоль границы раздела двух проводящих сред можно записать

$$d\sigma(T, \varphi)/dx = |\partial\sigma/\partial T|\Delta T - QE_x$$

где E_x – тангенциальная составляющая электрического поля на границе расплав-плазма.

На возможность электрокапиллярного эффекта в условиях лазерного плавления металлов впервые было обращено внимание в работе [35]. Там же приводится ряд аномальных гидродинамических особенностей лазерного плавления меди, которые могут быть объяснены электрокапиллярным эффектом.

5. Благодарности

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН №2 (в части изучения термокапиллярного механизма создания давления отдачи на металлах в аддитивных лазерных технологиях с режимом глубокого проплавления) и Министерства науки и высшего образования в рамках Государственного задания ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН (в части изучения усиления термокапиллярного перемещения расплава электрокапиллярным механизмом).

6. Литература

- [1] Matialainen, V.-P. Preliminary investigation of keyhole phenomena during single layer fabrication in laser additive manufacturing of stainless steel / V.-P. Matialainen, H. Piili, A. Salminen, O. Nyrhila / Physics Procedia. – 2015. – Vol. 78. – P. 377-387.
- [2] Martin, A.A. Dynamics of pore formation during laser powder bed fusion additive manufacturing / A.A. Martin, N.P. Calta, S.A. Khairallah / Nature Communications. – 2019. – Vol. 10. – P. 1987.
- [3] Cunningham, R. Keyhole threshold and morphology in laser melting revealed by ultrahigh-speed x-ray imaging // Science. – 2019. – Vol. 363. – P. 849-852.
- [4] Mahrle, A. Theoretical evaluation of radiation pressure magnitudes and effects in laser material processing / A. Mahrle, E. Beyer / Physica Scripta. – 2019. – Vol.94. – P. 075004.
- [5] DebRoy, T. Physical processes in fusion welding / T. DebRoy, S.A. David // Rev. Mod. Phys. – 1995. – Vol.67(1). – P. 85-112. DOI: 10.1103/RevModPhys.67.85.
- [6] Seidgazov, R.D. Verification of the melt displacement mechanism in deep penetration laser welding // Proc. of the 4th Int. Conf. Laser Technologies in Welding and Material Processing, 2009. – P. 62.
- [7] Seidgazov, R.D. Analysis of The Main Hydrodynamic Mechanisms in Laser Induced Keyhole Welding // The 8th Int. Conf. on Advanced Optoelectronics and Lasers (CAOL) – Bulgaria Sozopol, 2019 (in press).

- [8] Eriksson, I. Measurements of fluid flow on keyhole front during laser welding / I. Eriksson, J. Powell, A.F.H. Kaplan // *Science and Technology of Welding and Joining*. – 2011. – Vol. 16(7). – P. 636-641.
- [9] Fabbro, R. Metallic vapor ejection on melt pool dynamics in deep penetration laser welding / R. Fabbro, M. Hamadou, F. Coste // *Journal of Laser Applications*. – 2004. – Vol. 16(1). – P. 16-19.
- [10] Courtois, M. Guidelines in the experimental validation of a 3D heat and fluid flow model of keyhole laser welding // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2016. – Vol. 49. – P. 155503.
- [11] Гладуш, Г.Г. Термокапиллярная конвекция в жидкости под действием мощного лазерного излучения / Г.Г. Гладуш, Л.С. Красицкая, Е.Б. Левченко, А.Л. Черняков // *Квантовая электроника*. – 1982. – Т. 9, № 4. – С. 660-667.
- [12] Fuhrich, T. Marangoni effect in laser deep penetration welding of steel / T. Fuhrich, P. Berger, H. Hügel // *Journal of Laser Applications*. – 2001. – Vol. 13(5). – P. 178-186. DOI: 10.2351/1.1404412.
- [13] Kovalev, O.B. Multivortex convection of metal in molten pool with dispersed impurity induced by laser radiation / O.B. Kovalev, A.M. Gurin // *Int. J. of Heat and Mass Transfer*. – 2014. – Vol. 68. – P. 269-277.
- [14] Seidgazov, R.D. Thermocapillary mechanism of deep melting of materials by laser radiation / R.D. Seidgazov, Yu.M. Senatorov // *Sov. J. Quantum Electronics*. – 1988. – Vol. 18(3). – P. 396-398.
- [15] Seidgazov, R.D. Thermocapillary mechanism of melt displacement during keyhole formation by the laser beam / *J Physics D: Appl Phys*. – 2009. – Vol. 42(17). – P. 175501.
- [16] Каюков, С.В. Расширение возможностей импульсных YAG-лазеров миллисекундного диапазона длительности в технологии сварки // *Квантовая электроника*. – 2000. – Vol. 30(11). – P. 941-948.
- [17] Бункин, Ф.В. Нерезонансное взаимодействие мощного оптического излучения с жидкостью / Ф.В. Бункин, М.И. Трибельский // *Успехи физических наук*. – 1980. – Т. 130. – P. 193-239.
- [18] Антонов, А.А. Стационарная лазерная воронка, возникающая при взаимодействии мощного излучения непрерывного CO₂-лазера с металлом и жидкостью // *Квантовая электроника*. – 1977. – Т. 4, № 8. – P. 1747-1753.
- [19] Bruyere, V. Comparison between Phase Field and ALE Methods to model the Keyhole Digging during Spot Laser Welding / V. Bruyere, C. Touvre, P. Namy // *Proc. of COMSOL Conf.* – Rotterdam, 2013.
- [20] Courtois, M. Keyhole Formation During Spot Laser Welding. Heat and Fluid Flow Modeling in a 2D Axisymmetric Configuration // *Proc. of COMSOL Conf.* – Milan, 2012.
- [21] DebRoy, T. Probing laser induced metall vaporization by gas dynamics and liquid pool transport phenomena / T. DebRoy, S. Basu, K. Mundra // *J.Appl. Phys.* – 1991. – Vol. 70(3). – P. 1313-1319.
- [22] Murthy, J. Investigation of the drilling dynamics in Ti-6Al-4V using high speed photography / J. Murthy, R.E. Mueller, V.V. Semak, M.H. McCay // *Laser Materials Processing Conf.* – San Diego: Laser Institute of America. – 1994. – Vol. 79. – P. 820-829.
- [23] Rodden, W.S.O. Melt ejection processes in single pulse Nd:YAG laser drilling / W.S.O. Rodden, P. Solana // *ICALEO – San Diego: Laser Institute of America*. – 1999. – Vol. 87. – P. 61-69.
- [24] Voisey, K.T. Melt ejection during laser drilling of metals / K.T. Voisey, S.S. Kudesia, W.S.O. Rodden, D.P. Hand, J.D.C. Jones, T.W. Clyne // *Materials Science and Engineering*. – 2003. – Vol. A356. – P. 414-424.
- [25] Eissen, M. Optical method of penetration sensing for pulsed Nd-YAG laser welding / M. Eissen, D.M. Keicher // *Proc. SPIE*. – 1997. – Vol. 2993. – P. 2-8.
- [26] Tenner, F. Experimental and numerical analysis of gas dynamics in the keyhole during laser metal welding // *8th Int. Conf. on Photonic Technol. Physics Procedia*. – 2014. – Vol. 56. – P. 1268-1276.
- [27] Александров, В.И. О влиянии структуры импульса и теплофизических свойств металла на приведенную скорость продуктов испарения / В.И. Александров, В.Ф. Лоскутов, В.И.

- Яковлев / I Всесоюзное совещание по физике воздействия оптического излучения на конденсированные среды. – Л: ФИАН, 1969.
- [28] Lee, J.Y. Mechanism of keyhole formation and stability in stationary laser welding / J.Y. Lee, S.H. Ko, D.F. Farson, C.D. Yoo / *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2002. – Vol. 35. – P. 1570-1576.
- [29] Guo, Q. In-situ characterization and quantification of melt pool variation under constant input energy density in laser powder bed fusion additive manufacturing process // *Additive Manufacturing*. – 2019. – Vol. 28. – P. 600-609.
- [30] Fabbro, R. Analysis and possible estimation of keyhole depths evolution, using laser operating parameters and material properties // *J. of Laser Appl.* – 2018. – Vol. 30. – P. 032410. DOI: 10.2351/1.5040624.
- [31] Горный, С.Г. О предельных характеристиках лазерной сварки металлов / С.Г. Горный, В.А. Лопота / *Журнал технической физики*. – 1987. – Т. 57. – С. 2390-2391.
- [32] Ландау, Л.Д. Электродинамика сплошных сред / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц – М: Наука, 1982.
- [33] Sahoo, P. Interfacial Tension between Low Pressure Argon Plasma and Molten Copper and Iron / P. Sahoo, T. DeBroy // *Metallurgical Transactions B.* – 1987. – Vol. 18B. – P. 597-601.
- [34] Cullur, M.M. Mechanism of alloying element vaporization during laser welding / M.M. Cullur, A. Paul, T. DebRoy // *Metallurgical and Materials Transactions B.* – 1987. – Vol. 18(4). – P. 733-740.
- [35] Сейдгазов, Р.Д. Электрокапиллярная гидродинамика при сварке с глубоким проплавлением / 2 межд. конф. «Электронно-лучевая сварка и смежные технологии» – М: Изд. МЭИ, 2017. – С. 85-102.

Thermocapillary mechanism for recoil pressure creation on a metals in laser technologies with deep penetration

R.D. Seidgazov¹, F.Kh. Mirzade¹

¹ILIT RAS - Branch of the FSRC “Crystallography and Photonics” RAS, Svyatoozerskaya, 1, Shatura, Russia, 140700

Abstract. To determine the values of recoil pressure creating on a metal targets by a thermocapillary melt splashing during laser beam impact, the analysis of experiments on impulse coupling to metal targets (Fe, Al, Cu) by laser beam with parameters close to technological range for the keyhole mode is presented. For a given values of absorption coefficient and properties of metals, matching of calculated (on the base of thermocapillary mechanism of melt removal) and empirical data of melt splashing and droplets ejection velocities and corresponding recoil pressure values for iron, aluminium and copper has been obtained. It is shown that in the technological range of laser radiation parameters, the impulse of recoil pressure can be created by the thermocapillary removal of the melt with the splashing and droplets ejection (without taken into account the expiration of metal vapours). The possible enhancing of thermocapillary melt removal by electrocapillary mechanism is discussed.