

ВЛИЯНИЕ НАГРЕВА МЕТАЛЛОВ НА ПРОЦЕССЫ ПЕРЕНОСА РАСПЛАВА ПРИ ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ЛАЗЕРНОЙ ОБРАБОТКЕ

*В. Н. Анисимов, Р. В. Арутюнян, В. Ю. Баранов, Л. А. Большов,
О. Н. Деркач, Д. Д. Малюта, А. Ю. Себрант*

Теоретически и экспериментально исследовано влияние нагрева металлов на процессы выплеска расплава импульсами CO_2 лазера при облучении в вакууме и атмосфере воздуха. Показано, что эффективность выноса материала значительно возрастает при нагреве до температур, близких к точке плавления, даже в тех случаях, когда нагрев незначителен по сравнению с температурой кипения. Получено глубокое проплавление нагретого алюминия в режиме, предсказанном теорией. Экспериментально продемонстрировано, что наличие плазмы приповерхностного оптического пробоя может как уменьшать, так и увеличивать эффективность выноса расплава в зависимости от температуры образца.

Сложность и взаимозависимость процессов, сопровождающих воздействие импульсного и, в особенности, импульсно-периодического лазерного излучения на металлы в ходе размерной и термохимической обработки [1-4], определяет интерес к выделению роли различных факторов (параметров излучения, характеристик металла, состава и плотности окружающей среды). В первую очередь привлекают внимание средний нагрев, характерный для импульсно-периодического (ИП) режима обработки, и наличие плазмы низкого порога пробоя окружающего газа, заметно влияющее на пространственно-временные особенности тепловклада в металл [5, 6].

В данной работе были проведены модельные эксперименты по лазерному сверлению и глубокому проплавлению специально выбранных металлов (Pb и Al) с большим различием температур кипения T_k и плавления T_m в условиях контролируемого нагрева. В опытах использовали ИП CO_2 лазер «Сверчок» [1, 7]. Одновременно исследовали влияние оптического пробоя окружающего газа на вынос металла.

1. Модели, описывающие вынос расплава и глубокое проплавление металлов ИЛ лазерным излучением

Модель, удовлетворительно описывающая гидродинамику выноса расплава из каверны под действием одиночного лазерного импульса миллисекундной длительности, была рассмотрена в работе [8]. Эта модель базируется на двух основных предположениях: 1) расплав вытесняется однородно распределенной по радиусу силой давления паров металла, 2) течение расплава происходит в радиальном направлении в установившемся режиме.

Однако в работах [9, 10] было показано, что условие установления бернуллиевского течения за время, меньшее длительности импульса τ , под действием однородного давления паров p невыполнимо для коротких импульсов ($\tau \approx 10^{-5}$ с) и больших размеров облучаемого пятна ($a \approx 0.1$ см). Это условие совпадает с условием вытеснения всего объема расплава за время импульса и имеет вид

$$p \approx (\rho a^2) / \tau^2,$$

где ρ — плотность расплава.

При $\tau \approx 10^{-5}$ с и $a \approx 0.1$ см требуемое среднее значение давления паров оказывается $p \approx 10^8$ Па и реализуется в режиме, близком к развитому испарению. Тогда необходимая плотность поглощенной энергии порядка 100 Дж см^2 [9], что заметно (почти на порядок) выше экспериментально определенных порогов сверления металлов. Таким образом, вынос расплава металлов под действием микросекундных лазерных импульсов по механизму, предложенному в [8], невозможен.

В работах [9, 11] было показано, что на процесс выплеска расплава короткими импульсами должны влиять мелкомасштабные неоднородности сил давления паров, приводящие к увеличению значения градиента давления и более эффективному разгону расплава. Неоднородности сил давления паров могут быть связаны с неоднородностями используемого лазерного пучка и зависимостью коэффициента поглощения излучения от температуры поверхности металла, а также с различными неустойчивостями поверхности расплава.

В ИП и комбинированном (ИП совместно с непрерывным) режимах воздействия на металл важным фактором является средний нагрев металла. В таком случае условие выноса расплава перестает совпадать с условием установления бернуллиевского течения за время импульса τ

$$I \geq (\rho a^2) / t_p + a (\rho \sigma / \sqrt{\chi t_p})^{1/2}, \quad (1)$$

где $I = \int_0^{\tau} p dt$ — импульс давления паров, передаваемый на единицу поверхности расплава; σ — коэффициент поверхностного натяжения расплава; χ — температуропроводность металла; a — характерный масштаб неоднородности давления паров; t_p — время жизни расплава.

Условие (1) имеет простую интерпретацию. Выплеск расплава происходит, если: а) скорость расплава $v_p \approx I / \rho a$ достаточна для смещения его на размер пятна за время до затвердевания; б) динамическое давление $\rho v_p^2 \approx I^2 / \rho a^2$ расплава больше давления сил поверхностного натяжения $\sim \sigma \sqrt{\chi \tau}$. Условие (1) определяет также порог прорастания кинжального канала при воздействии на поверхность металла одиночным импульсом с $a \leq \sqrt{\chi \tau}$.

При превышении порога (1) и выполнении условия удержания расплава силами поверхностного натяжения $\rho v_p^2 < \sigma \sqrt{\chi \tau}$ возможен режим одномерной волны глубокого проплавления. Величина t_p растет по сравнению с τ по мере приближения температуры T_0 к T_m . В линейном приближении задачи теплопроводности без учета теплоты плавления для прямоугольного импульса длительностью τ можно получить

$$\sqrt{t_p} - \sqrt{t_p - \tau} = [T_{\text{max}} / (T_m - T_0)]^{-1} \sqrt{\tau},$$

$$T_{\text{max}} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{Q_{\text{погл}} \sqrt{\chi \tau}}{z}, \quad (2)$$

где T_{max} — максимальная в ходе нагрева температура.

Влияние нагрева образца на эффективность выброса расплава можно наблюдать и в условиях применимости модели [8]. Пользуясь уравнениями теплового баланса, баланса массы и кинетики испарения в соответствии с моделью [12] и считая течение расплава установившимся, можно получить следующее выражение для скорости заглубления лунки:

$$v = v_0 \left(1 + \frac{k T_v}{\lambda} \ln \frac{v_1^2}{v^2} + \ln \ln \frac{v_0}{v} \frac{T_v}{T_m - T_0} \right), \quad (3)$$

где

$$v_0 = \frac{A Q}{s c T_v}, \quad v_1^2 = \frac{2 \chi}{a} \sqrt{\frac{2 p^*}{\rho}},$$

A — коэффициент поглощения излучения; Q — плотность падающего потока излучения; λ — теплота испарения на один атом; p^* — характерная константа, лежащая в диапазоне 0.5—1 атм.

Рассмотрим подробнее ситуацию, описываемую уравнениями (1), (2). С увеличением T_0 величина I падает, соответственно уменьшается пороговая плотность поглощаемого потока энергии, необходимая для выноса расплава. Происходит разделение во времени процессов разгона расплава и его удаления из лунки. Этот эффект значительно снижает пороговую плотность поглощаемой энергии, необходимой для выплеска расплава в случае коротких импульсов. С приближением T_0 к T_m эффективность выноса уменьшается по мере того, как первое слагаемое в (1), содержащее время жизни расплава t_p , становится меньше второго.

Еще одним фактором, влияющим на зависимость эффективности сверления от начальной температуры металла T_0 , является рост коэффициента поглощения A (T) с увеличением температуры и его скачок при переходе через T_m [13].

В работах [1, 4, 9] была предложена теплогидродинамическая модель глубокого проплавления ИП и комбинированным излучением. В отличие от модели [2] нагрев образца до $T_0 \sim T_m$ даже при $T_m \ll T_p$ существенно сказывается на параметрах излучения, необходимых для реализации режима глубокого проплавления. При этом помимо уменьшения необходимой средней мощности ИП излучения с увеличением T_0 должна уменьшаться частота следования импульсов, обеспечивающая проплавление без срыва в режим реза. В рамках теплогидродинамической модели глубокое проплавление нагретого образца описывается уравнением для проплава комбинированным излучением.

Качественно теоретические соображения, изложенные выше, подтверждаются результатами экспериментов [14], однако систематические эксперименты по выяснению роли нагрева образца до сих пор проведены не были.

2. Постановка эксперимента и результаты

В качестве образцов были выбраны свинец и алюминий с сильно различающимися теплофизическими константами и относительно невысокими температурами плавления. Для опытов изготавливали шайбы толщиной 10 и диаметром 20 мм с полированной торцевой поверхностью; в заднюю часть образца зачеканивали хромель-алюмелевую термопару. Нагрев образцов проводили в специальной трубчатой печи, помещенной в вакуумной камере на двухкоординатный транслятор с электроприводом. Для облучения образцов использовали импульсный ТЕА CO_2 лазер «Сверчок» [7] с длительностью импульса по основанию 15 мкс; длительность лидирующего пика 0.5 мкс. Лазер генерировал излучение, соответствующее основной поперечной моде; энергия импульса при этом не превышала 0.25 Дж. Для изменения энергии излучения, достигающей образца, перед фокусирующей линзой (КС1, $f=150$ мм) размещали калиброванные ослабители из CaF_2 и LiF . В нескольких экспериментах снимали регистрограммы развития плазмы лазерного факела с помощью фотохронографа ФЭР-7.

После облучения серией из 5 импульсов (интервал между импульсами 1 с) образец смещали на 3 мм и проводили следующее облучение. Обзорный осмотр и фотографирование готовых образцов проводили через микроскоп МБС-9, после чего каждый образовавшийся кратер измеряли на микроскопе ММР-4. Для определения объема кратера измеряли площадь его поперечных сечений через каждые 5 или 10 мкм по глубине. Объем выноса принимали равным сумме объемов усеченных конусов с основаниями, равными измеренным сечениям. Первое сечение всегда измеряли точно в плоскости исходной поверхности образца; таким образом, образующиеся иногда валики включали в вынесенный материал. Опыты показали, что разброс объемов кратеров, полученных в одинаковых условиях, невелик (как правило, не превышает 5—10 %). Поэтому при каждом фиксированном режиме измеряли два кратера.

На рис. 1, 2 представлены результаты для различных положений фокусирующей линзы d , температуры образцов T_0 и давлений окружающего газа p . Обращают на себя внимание несколько особенностей, характеризующих зависимость удельного выноса от условий облучения. Во всех случаях повышение температуры (но не близко к температуре плавления) приводит к увеличению выноса во всем исследованном диапазоне энергий импульса. Улучшение эффек-

тивности процессов размерной обработки импульсными лазерами при внешнем нагреве образца отмечалось ранее в работе [14]. Появление плазмы приповерхностного пробоя газа несколько снижает эффективность процесса лазерного сверления [15]. Этот факт подтверждается и полученными в данном эксперименте результатами.

Однако при приближении температуры образца к T_m начинают проявляться эффекты, ранее не изученные экспериментально и не предсказанные теорией.

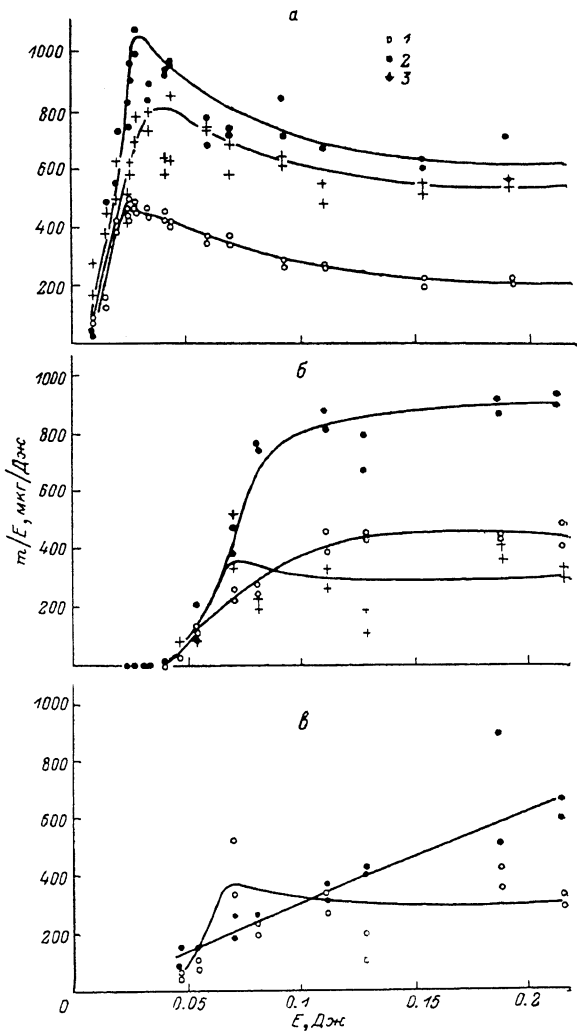


Рис. 1. Эффективность выноса в зависимости от энергии лазерного импульса для различных условий облучения свинца.

а: диаметр пятна фокусировки $d=0.5$ мм, давление окружающего газа $p < 0.1$ Тор. 1 — $T_0=20$, 2 — 200, 3 — 300 °C; б: $d=0.9$ мм, $p < 0.1$ Тор. 1 — $T_0=20$, 2 — 200, 3 — 300 °C; в: $d=0.9$ мм, $T_0=300$ °C. 1 — $p=0$, 2 — 1 атм.

При облучении в вакууме вынос начинает уменьшаться. Этот эффект выражен на свинце при всех исследованных энергиях импульса, на алюминии он наиболее отчетлив при энергии ≤ 0.15 Дж. Внешний вид пятна облучения показан на рис. 3, а. В отличие от более низких температур здесь явно выражен валик материала, и поэтому цифры выноса, приведенные на графиках, выше, чем величина массы, вынесенной не просто за пределы пятна, а с образца в целом. Появление плазмы пробоя в этом случае приводит не к дальнейшему уменьшению выноса, а, наоборот, к его резкому увеличению. Этот эффект иллюстрируется рис. 1, в; 2, б; 3. Такая роль плазмы может повлиять на выбор оптимальных режимов для лазерно-плазменной обработки. В поставленных модельных

экспериментах перемещение алюминиевого образца, нагретого до 600 °С, со скоростью 0.02 см/с при воздействии импульсно-периодического излучения с частотой следования импульсов 160 Гц приводило к появлению швов либо без разбрызгивания (вакуум), либо с выбросом расплава (атмосферное давление, наличие пробы). Получаемые швы отличаются высокой пористостью.

Съемки плазмы с помощью фотохронографа ФЭР-7 показали, что отличия между режимом в вакууме и в атмосфере начинаются при плотностях энергии, при которых достигается порог поддержания светодетонационной волны.

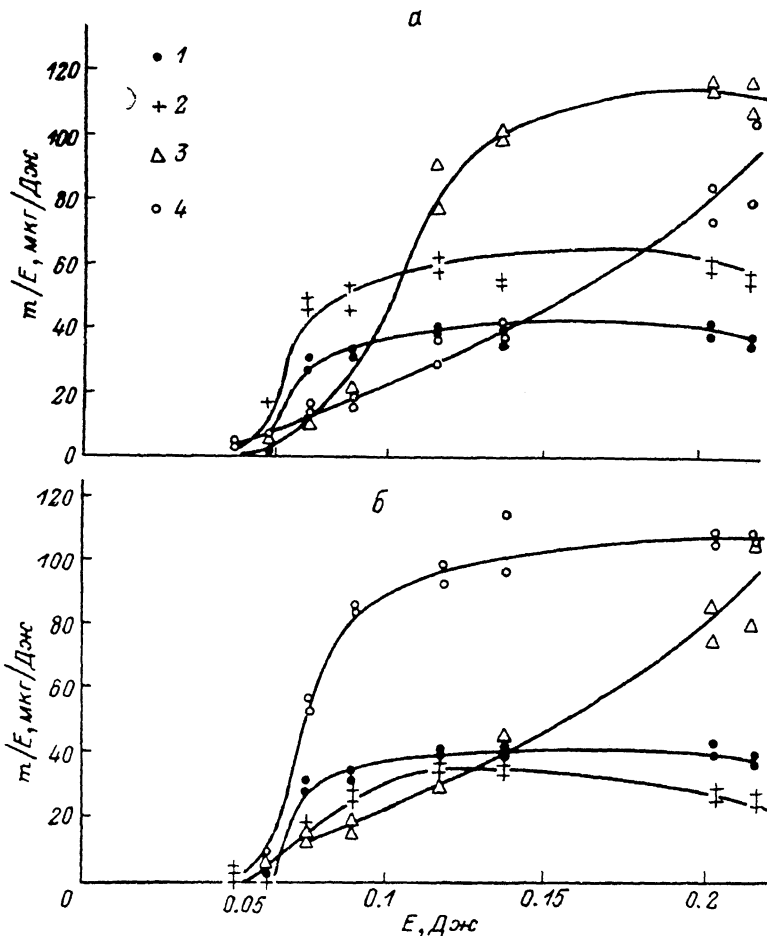


Рис. 2. Эффективность выноса в зависимости от энергии лазерного импульса для различных условий облучения алюминиевого сплава ($T_m = 630$ °С).

а: $p=0$. 1 — $T_0=20$ °С, 2 — 325, 3 — 580, 4 — 615 °С; б: 1, 2 — $T_0=20$ °С; 3, 4 — 615 °С. 1, 3 — $p=0$; 2, 4 — 1 атм.

Был также поставлен дополнительный опыт, в ходе которого облучение образца происходило через отверстие в фольге диаметром несколько меньше диаметра луча. Фольга располагалась на расстояниях от 0.5 до 2 мм от образца. Полученные данные совпали с результатами, измеренными в отсутствие фольги. Таким образом, был исключен вклад от слабых «крыльев» в распределении излучения в пятне облучения. Возможная роль слабого периферийного нагрева за счет других механизмов обсуждается ниже.

3. Обсуждение результатов эксперимента

В экспериментах подтверждено предсказанное в модели [1, 4, 9] сильное влияние нагрева образца на процессы вышеска и глубокого проплавления даже при выполнении условия $T_0 \ll T_v$. Отметим, что эксперимент [14], в котором

использовали сталь, и при $T_0 \approx 0.5T_m$ не позволял уверенно трактовать полученные данные в пользу модели [4, 9].

Существенным результатом является подтверждение характера зависимости параметров излучения, обеспечивающих проплавление в ИП режиме, от температуры образца. В согласии с результатами модели [4] нагрев до $T_0 \approx T_m \ll T_p$ привел к значительному снижению оптимальной частоты следования импульсов и позволил получить провар без разбрызгивания при частоте импульсов 160 Гц и средней мощности ≈ 30 Вт, что является качественным подтверждением особенностей проплавления металлов комбинированным излучением, рассмотренных теоретически в [4, 9].

Экспериментально обнаруженный эффект снижения эффективности выноса при T_0 , близком к T_m , не следует из рассмотренных выше моделей. Теория предсказывает для $T_0 \rightarrow T_m$ только прекращение роста эффективности выноса.

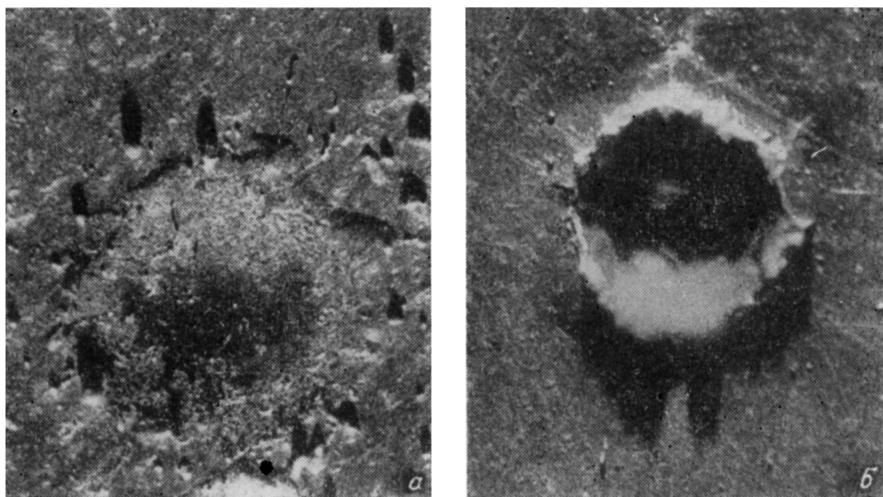


Рис. 3. Внешний вид кратера, образующегося в свинце в режиме, соответствующем максимальной энергии на рис. 1, а. $p=0$ (а) и 1 атм (б).

Однако при $T_0 \rightarrow T_m$ могут оказывать свое влияние незначительные эффекты перераспределения тепла, в частности, за счет теплоотдачи от струи паров. Результирующее увеличение диаметра расплавленной зоны при незначительном увеличении области высокого давления паров может приводить к уменьшению выноса материала. Подтверждение такого механизма возможно путем численного моделирования с использованием программ самосогласованного расчета теплопроводности, испарения и гидродинамики.

Эффекты, связанные с возникновением плазмы приповерхностного пробоя в окружающем газе при невысоких температурах нагрева образца, совпадают с отмеченными ранее в экспериментах [5, 15]. Интерпретация этих результатов в рамках предположения об экранирующем влиянии плазмы представляется вполне удовлетворительной. Однако рост эффективности выноса при наличии пробоя при высоких температурах образца не следует из существующих моделей. Этот рост не может быть связан с давлением плазмы пробоя. За время спада давления плазмы пробоя за счет боковой разгрузки $t^* \sim a/c_{33} \approx 5 \cdot 10^{-7}$ с успевает проплавиться слой металла толщиной $\sqrt{\chi t^*}$, значительно меньшей, чем глубина образующейся за импульс каверны. Таким образом, давлением плазмы пробоя может разгоняться лишь малая часть объема выброшенного расплава. Увеличение эффективности выплеска за счет переизлучения плазмы в зону воздействия не объясняет причины наблюдавшейся в эксперименте резкой зависимости проявления эффекта от близости T_0 к T_m : $(T_m - T_0) \leq 15 \div 20$ °С.

Таким образом, полученные экспериментальные данные требуют уточнения имеющихся теоретических представлений в случае сверления металлов, нагретых до температур, близких к T_m . Необходимы также экспериментальные исследования роли плазмы в увеличении выноса расплава при температурах образцов вблизи T_m .

Литература

- [1] Anisimov V. N., Arutyunyan R. V., Baranov V. Yu. et al. Appl. Optics, 1984, v. 23, N 1, p. 18—25.
- [2] Веденов А. А., Гладуш Г. Г., Дробязко С. В., Левченко Е. Б. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1983, т. 47, № 10, с. 1473—1480.
- [3] Аверин А. П., Басов Н. Г., Глотов Е. П. и др. ДАН СССР, 1982, т. 266, № 4, с. 844—847.
- [4] Арутюнян Р. В., Баранов Г. А., Большов Л. А. и др. Препринт ИАЭ-4137/16. М., 1985. 20 с.
- [5] Sturmer E., Allmen von M. J. Appl. Phys., 1978, v. 49, N 11, p. 5648—5654.
- [6] Агеев В. П., Барчук А. И., Бункин Ф. В. и др. Квант. электр., 1979, т. 6, № 1, с. 78—85.
- [7] Баранов В. Ю., Дроков Г. Ф., Кузьменко В. А. и др. Квант. электр., 1984, т. 11, № 4, с. 847—849.
- [8] Allmen von M. J. Appl. Phys., 1976, v. 47, N 12, p. 5460—5466.
- [9] Арутюнян Р. В., Большов Л. А., Витюков В. В., Киселев В. П. Препринт ИАЭ-4023/12. М., 1984. 21 с.
- [10] Арутюнян Р. В., Баранов В. О., Большов Л. А. и др. ДАН СССР, 1983, т. 273, № 6, с. 1364—1367.
- [11] Арутюнян Р. В., Большов Л. А., Головизнин В. М. и др. Препринт ИАЭ-4126/16. М., 1985. 24 с.
- [12] Найт Ч. Дж. Ракетная техника и космонавтика, 1979, т. 17, № 5, с. 81—86.
- [13] Конов В. И., Токарев В. Н. Квант. электр., 1983, т. 10, № 2, с. 327—331.
- [14] Арутюнян Р. В., Баранов В. Ю., Большов Л. А. и др. Тез. Межотраслевой научно-техн. конф. «Взаимодействие излучения, плазменных и электронных потоков с веществом». М.: ЦНИИатоминформ, 1984, с. 88—89.
- [15] Боркин А. Г., Гладуш Г. Г., Дробязко С. В., Казаков В. Н. Там же, с. 97—98.

Филиал института атомной энергии
им. И. В. Курчатова
Троицк

Поступило в Редакцию
15 сентября 1986 г.
В окончательной редакции
25 апреля 1988 г.