

УДК 621.376

## МНОГОСТАДИЙНОСТЬ РАЗРУШЕНИЯ МЕТАЛЛОВ, ОБЛУЧАЕМЫХ ПОВТОРЯЮЩИМИСЯ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

С.В.Васильев<sup>1</sup>, А.Ю.Иванов<sup>1</sup>, В.И.Недолугов<sup>1</sup>, А.Н.Чумаков<sup>2</sup>.

<sup>1</sup>Гродненский государственный университет им. Я.Купалы  
230023, Беларусь, г.Гродно, ул.Ожешко, 22  
E-mail: ignat@grsu.grodno.by

<sup>2</sup>Институт молекулярной и атомной физики НАН Беларуси.  
220072, Беларусь г.Минск, пр.Ф.Скорины, 70

Экспериментально исследовано формирование кратера на поверхности металлов, облучаемых лазерными импульсами длительностью 80 нс. Показано, что при таком режиме воздействия излучения на вещество кратер формируется в основном путем последовательного выплескивания расплавленного металла из облучаемой зоны мишени. Форма внешней зоны кратера определяется временной зависимостью температуры в освещенной области образца и условиями вытекания металла – глубиной лунки, поверхностной энергией и направлением воздействия излучения на образец. Таким образом, уменьшение выброса конденсированной фазы материала может быть достигнуто уменьшением средней температуры в зоне воздействия, например, при уменьшении частоты следования лазерных импульсов.

Расширение применения лазерной обработки материалов требует все более подробного изучения воздействия мощных световых потоков на поверхности твердых тел. При этом исследуется изменение микроструктуры облучаемых образцов [1–6], формирование пароплазменного облака (лазерного факела) у поверхности образца [11–14]. Большой интерес вызывает также исследование формирования ванны расплава [15–16] и образующегося на поверхности мишени кратера [17–20].

Целью настоящей работы является исследование формирования рельефа как внешней (наплавленной), так и внутренней зоны (зоны разрушения) кратера на поверхности металлов (In, Pb, Sn), облучаемых повторяющимися относительно короткими (несколько десятков наносекунд) гладкими лазерными импульсами с  $q \approx 10^9$  Вт/см<sup>2</sup>.

В качестве источника воздействующего на образец излучения использовался модуль, созданный на основе лазера ГОС-1001 ( $\lambda = 1,06$  мкм). Для получения моноимпульсного и импульсно-периодического режима генерации применялись крупногабаритные пассивные затворы из фтористого лития с F<sub>2</sub><sup>-</sup> центрами окраски [8,9]. Управление частотой повторения лазерных импульсов в диапазоне 5 - 50 кГц осуществлялось изменением уровня накачки и оптической плотности пассивных затворов [11]. Длительность отдельного пика определялась параметрами резонатора и характеристиками используемого затвора [11] и составляла  $\tau \approx 80$  нс. Излучение лазерного модуля при помощи фокусирующей системы направлялась на поверхность исследуемого образца. Сменные отражающие системы, включающие призму полного внутреннего отражения, позволяли направлять световой пучок на образец под произвольным

углом, в том числе по нормали, как вертикально (снизу вверх или сверху вниз), так и горизонтально. Для получения на образце относительно однородного пятна фокусировки излучения с резкими границами диаметром  $d = 2,0$  мм использовалась диафрагма диаметром 10 мм, изображение которой строилось на поверхности мишени. Часть (4%) энергии светового импульса, отраженная от передней грани стеклянного клина направлялась на измеритель энергии ИМО-2Н, световой поток, отраженный от задней грани клина, направлялся на коаксиальный фотоэлемент ФЭК-15, что позволяло визуализировать временную форму лазерного импульса при помощи осциллографа С8-13. Энергия одного пика изменялась в пределах от 2 до 6 Дж; временная форма его была близка к гауссовой; средняя плотность мощности излучения в отдельном пике составляла примерно  $(0,8 - 2,5) \cdot 10^9$  Вт/см<sup>2</sup>. Суммарная энергия лазерного импульса варьировалась от 4 Дж (моноимпульс) до 150 Дж (35 пичков).

Для определения рельефа облучаемого образца нами использовался метод проекции полос [24], который реализовывался на установке, описанной в работе [25], позволявший определять глубину (во внешней зоне – высоту  $h$ ) любой точки кратера по отношению к необлученной плоской поверхности мишени с погрешностью, не превышающей 50 мкм. Исследования показали, что внутренняя или «отрицательная» зона кратера (откуда металл в ходе воздействия лазерного излучения выносился) имеет достаточно гладкую и ровную куполообразную поверхность (значительно более гладкую, чем в работе [20]), причем как глубина зоны, так и ее диаметр при  $n = 30$  больше, чем при  $n = 4$ . Внешняя, или «положительная» зона (на которую вынесенный металл наплавлен) имеет форму, близкую к округлой. Следует отметить, что при воздействии излучения на вещество горизонтально или сверху вниз для  $n > 6 - 8$  внешняя зона представляет собой набор выбросов («блинов») толщиной от 50 до 250 мкм, наплавленных друг на друга. Значение  $n$ , начиная с которого наблюдается формирование «стопы» выбросов, определяется энергиями (и отношением энергий)  $n$ -го и  $(n-1)$ -го пичков. При воздействии лазерного излучения снизу вверх формирование «стопы» не наблюдалось. На краю каждого округлого выброса имелся небольшой (высотой  $\leq 100$  мкм) буртик.

На «внешних» выбросах (в случае воздействия снизу вверх – на периферии единственного «блина»), а также на поверхности образца за пределами наиболее крупного округлого выброса имеются наплавленные «лучи». Исследования поверхности кратера при помощи оптического микроскопа показали, что указанные лучи представляют собой цепочки отдельных достаточно крупных (диаметром от 100 до 500 мкм) капель. Более мелкие капли наблюдаются и вне лучей, в том числе и на поверхности внешней зоны кратера. В таблице приведены распределения капель по размерам на поверхности различных выбросов внешней зоны кратера.

Т а б л и ц а. Распределение капель на поверхности облучаемого образца по размерам для различного числа пичков  $n$  в воздействующем импульсе;  $r_{max}$  и  $r_{min}$  – максимальный и минимальный радиус зарегистрированных капель.

$n$	$r_{max}$ , мкм	$r_{min}$ , мкм
2	200	100
3	300	100
5	400	100
8	500	100
35	500	20

Отметим, что размеры внешней зоны растут значительно быстрее, чем глубина и особенно диаметр внутренней зоны. При этом масса (и объем) внешней зоны кратера составляет примерно 80% от массы (и объема) вынесенного материала. Обращает на себя внимание и то, что при воздействии лазерного излучения на образец снизу вверх размеры внешней зоны примерно в 1,5 раза больше, чем при воздействии в горизонтальном направлении и сверху вниз. Все это подтверждает, что при рассматриваемом режиме воздействия световых импульсов на вещество внутренняя зона образуется за счет «выплескивания» (вытекания) материала из ванны расплава, а не за счет испарения и тем более не за счет разбрызгивания (суммарная масса и объем капель составляет менее 1% от массы вынесенного вещества). Это не противоречит данным работ [17-19] и в то же время существенно отличается от [20], в которой внешняя зона формировалась в основном за счет разбрызгивания капель.

Для выяснения причин формирования кратеров с указанными формами нами был проведен расчет изменения температуры индиевого образца, облучаемого лазерными импульсами с использованными в эксперименте параметрами.

Численно решалось уравнение

$$\frac{\partial T(\vec{r}, t)}{\partial t} = a^2 \Delta T(\vec{r}, t) + f(\vec{r}, t)$$

с начальным условием  $T(\vec{r}, 0) = T_0 = 300 \text{ K}$  и граничным условием  $(\vec{n} \cdot \text{grad} T(\vec{r})) = 0$ , которое задавалось на реальной границе облучаемого образца – диска толщиной  $l = 4 \text{ мм}$  и радиуса  $R = 3 \text{ см}$  с лункой на оси, имеющей форму сферического сегмента. Диаметры и глубины лунок соответствовали диаметрам и глубинам внутренних зон кратеров. Функция источника  $f(r, t)$  имела в пределах пятна фокусировки радиально симметричный вид

$$f(\vec{r}, t) = \begin{cases} 0, & \theta > \theta_0 \\ b\alpha(t)\delta(r - R_0), & \theta \leq \theta_0 \end{cases}$$

где  $b = \frac{E(1-\rho)}{d^2 c \gamma \sqrt{a\tau}}$ ;  $E = 2 + 6 \text{ Дж}$  – энергия импульса;  $c = 240 \text{ Дж/кг} \cdot \text{К}$  – удельная теп-

лоемкость индия [26];  $d = 2 \text{ мм}$  – диаметр пятна фокусировки;  $\gamma = 7,3 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$  – плотность индия [26];  $a = 0,45 \text{ см}^2/\text{с}$  – температуропроводность индия [26];  $\tau = 80 \text{ нс}$  – длительность импульса; функция  $\alpha(t)$  – нормированная временная зависимость энергии в воздействующем лазерном импульсе; коэффициент отражения  $\rho$  с учетом данных работ [27-29] равнялся либо 0,8 (для твердого металла), либо 0,5 (для расплавленного металла);  $\theta = \arcsin\left(4dh_0 / (4h_0^2 + l_0^2)\right)$ ;  $\delta(x)$  – дельта-функция Дирака.

Разумеется, подобная модель не учитывает затрат энергии на испарение и плавление металла, теплообмен с плазменным облаком и ряд других процессов, протекающих как в облучаемом образце, так и у его поверхности. Тем не менее, на наш взгляд, подобная модель может быть использована для качественного описания нагрева металла, по крайней мере, для небольшого количества воздействующих на образец импульсов ( $n \leq 8$ ).

Расчеты показали, что  $T$  быстро (до окончания лазерного импульса) возрастает до значения, превышающего температуру плавления индия, и довольно быстро убывает (через  $\sim 20 \text{ мкс}$  после подачи импульса  $\Delta T = T - T_0 \sim 25 \text{ K}$ ). Существенно, что при подаче через 20 мкс 2-го лазерного пичка временная зависимость  $\Delta T$  остается такой же –

меняется только  $T_0$ . Таким образом, после подачи 8 лазерных импульсов температура мишени до подачи следующего пичка не опускается ниже температуры плавления индия.

Следует отметить, что при значительном радиусе кривизны лунки ( $n \leq 3$ ) зависимости  $\Delta T(t)$  хорошо согласуются с рассчитанными в рамках модели плоского теплового источника с тем же диаметром  $d$  и с

$$\alpha(t) = \begin{cases} 1, & 0 < t < \tau \\ 0, & t > \tau \end{cases}$$

Для лунок с небольшим радиусом кривизны ( $n > 3$ )  $\Delta T(t)$  хорошо согласуется с результатами расчета в рамках сферически симметричной модели.

На наш взгляд, данные экспериментальных исследований и результаты расчетов свидетельствуют о следующем механизме формирования кратера. Первый пичок прогревает металл. При подаче 2-го импульса примерно 2 мг металла плавится и выплескивается за пределы пятна фокусировки излучения (о выплескивании, а не о ламинарном вытекании говорит наличие буртика на периферии каждого выброса). Такие же выбросы производятся 3-м, 4-м, 5-м пичками, причем из-за более высокой начальной температуры и малой глубины лунки масса выплескиваемого металла с каждым разом увеличивается. Поэтому диаметр каждого следующего "блина" превышает диаметр предыдущего; кроме того, из-за большой теплопроводности ( $\sim 48$  Вт/м·К) индия металл перемешивается и выравнивается по высоте. Так формируется внешняя зона кратера при  $n \leq 6+8$ .

$$(\vec{n} \cdot \text{grad}T(\vec{r})) = 0$$

Как уже указывалось, при  $n > 8$  (а при  $E \approx 6$  Дж и ранее при  $n > 6$ ) до подачи следующего импульса металл не успевает кристаллизовываться и, вероятно, продолжает вытекать из лунки, что увеличивает размеры соответствующего "блина" и способствует углублению лунки. В результате при подаче следующего пичка расстояние, на которое выталкивается металл, оказывается меньшим, чем радиус предыдущего "блина", что и приводит к формированию "стопы". При этом при подаче очередных импульсов все "блины" продолжают расти, и, следовательно, плавятся за счет нагревания вышележащими выбросами, но не перемешиваются при воздействии на мишень сверху вниз или по горизонтали. На наш взгляд, это может быть связано с действием на расплавленный металл плазменного факела, изобарические поверхности которого при использовании лазерных импульсов с указанными параметрами имеют своеобразную «грибовидную» форму [30], вследствие чего плазма "давит" на вертикальные поверхности "блинов" по направлению к оси системы. Кроме того, как на несмешиваемость металла в "блинах", так и на их толщину  $h_1$  влияние оказывает значительный коэффициент поверхностного натяжения индия ( $\sigma = 530$  мН/м [26]). Действительно, толщина жидкого слоя должна определяться из условия минимальности суммы поверхностной и гравитационной энергии

$$\varepsilon = \varepsilon_s + \varepsilon_g = \frac{\sigma}{h_1} \pm \rho g h_1$$

(знак «+» соответствует воздействию излучения на вещество сверху вниз, знак «-» — воздействию снизу вверх). Поэтому при воздействии снизу вверх "блины" сливаются, и стопа не образуется, а толщина единственного выброса в 2,5 раза больше, чем в других случаях.

Направление расположенных на поверхности наиболее крупного выброса и за его пределами "лучей" определяется градиентом освещенности в облучаемой зоне мишени, что согласуется с данными работы [20]. Вероятно, механизм их образования

аналогичен указанному в этой работе. Капли, вылетевшие под углами, отличающимися от оптимального, а также имеющие малые начальные скорости, не вылетали за пределы плазменного облака и в течение всего времени полета подвергались действию лазерного излучения. Металл в каплях частично испарялся, капли уменьшались и дробились [31-33]. Поэтому, центральная зона кратера имеет более гладкую поверхность, чем периферийная.

### Список литературы

1. Карягин С.Н., Кашкарев П.К., Константинова Е.А., Тимошенко В.Ю. // Поверхность: физика, химия, механика, № 3, 77 (1994).
2. Гуреев Д.М. // Физ. и хим. обраб. матер., № 1, 27 (1994).
3. Бушуев В.А., Петраков А.П. // ФТТ, 35, 355 (1993).
4. Волков В.П., Скиба П.А., Хомченко А.В. // ЖТФ, 63, 53 (1993).
5. Власенко А.И. и др. // Поверхность: физика, химия, механика, № 2, 60 (1994).
6. Бакишев А.Ф., Новикова Л.В. // Физ. и хим. обраб. матер., № 4, 55 (1992).
7. Ашмарин И.И. и др. // Квантовая электроника, 6, 1730 (1979).
8. Ашмарин И.И. и др. // Квантовая электроника, 15, 393 (1988).
9. Быковский Ю.А., Иванов А.Ю. // Квантовая электроника, 16, 308 (1989).
10. Быковский Ю.А. и др. // Квантовая электроника, 17, 1314 (1990).
11. Минько Л.Я., Чумаков А.Н., Босак Н.А. // Квантовая электроника, 17, 1480 (1990).
12. Немчинов И.В. // Изв. АН СССР. - Сер. физич. 46, 1026 (1982).
13. Дацкевич Н.П. и др. // Квантовая электроника, 11, 853, (1984).
14. Голубь А.П. и др. // ЖТФ, 51, 2 (1981).
15. Рыкалин Н.Н., Углов А.А., Смулов И.Ю. // ДАН СССР, 267, 377 (1982).
16. Карлов Н.В. и др. // Квантовая электроника, 13, 1294 (1986).
17. Зайкин А.Е., Левин А.В., Петров А.Л., Страгин С.А. // Квантовая электроника, 18, 708 (1991).
18. Басов Н.Г. и др. // Изв. АН СССР. Серия физическая. - 48, 2310 (1984).
19. Горный С.Г. и др. // ЖТФ, 57, 2390 (1987).
20. Васильев С.В., Иванов А.Ю., Ляликов А.М. // Квантовая электроника, 22, 830 (1995).
21. Басиев Т.Т., Вороненко Ю.В., Мирон Б.С. и др. // Изв. АН СССР. Сер. физич., 46, 1600 (1982).
22. Бураков В.С., Кононов В.А., Корочкин и др. // ДАН БССР, 26, 29 (1982).
23. Босак Н.А., Малинин В.Г., Мартыненко О.Г. и др. // Препринт Института тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова, АН БССР Минск, 1987, № 43.
24. Вест Ч. // Голографическая интерферометрия, М., 1982.
25. Васильев С.В., Иванов А.Ю., Ляликов А.М. // Квантовая электроника, 20, 616 (1993).
26. Физические величины. / Справочник под редакцией Григорьева И.С., Мейлихова Е.З. - М., Энергоиздат, 1991.
27. Бонч-Бруевич А.М. и др. // ЖТФ, 38, 851 (1968).
28. Гагарин А.П. и др. // ЖТФ, 47, 1523 (1977).
29. Бонч-Бруевич А.М., Либенсон М.Н. // Изв. АН СССР. Сер. физич., 46, 1104 (1982).
30. Ельяшевич М.А. и др. // Изв. АН СССР. Сер. физич., 49, 1132 (1985).
31. Минько Л.Я., Чумаков А.Н. // ЖПС, 27, 999 (1977)
32. Гончаров В.К., Карабань В.И. // ЖПС, 45, 22 (1986)
33. Гончаров В.К. // ИФЖ, 62, 665 (1992)