

## РАСЧЕТ ДИНАМИКИ РАЗРУШЕНИЯ МЕТАЛЛОВ ПРИ ГЛУБОКОМ ПРОНИКАНИИ ЛАЗЕРНОГО ЛУЧА В МИШЕНЬ

Г. Г. Гладуш, А. А. Ежов, Е. Б. Левченко

(Москва)

**1. Введение.** Глубокое проникание лазерного луча в поглощающие материалы обусловлено образованием в образце кратера (каверны), по которому распространяется излучение и отводятся продукты разрушения вещества — пары, капли жидкости и т. д. Общие закономерности процесса образования кратера под воздействием мощного светового потока подробно исследованы в связи с созданием импульсных лазеров видимого и ближнего инфракрасного диапазонов [1]. Однако в последние годы широкое распространение получили непрерывные и импульсно-периодические (ИП) лазеры на углекислом газе, генерирующие излучение с длиной волны  $\lambda = 10,6$  мкм [2]. Выполненные исследования взаимодействия мощного ИК-излучения с металлами (в первую очередь экспериментальные) позволили выявить ряд качественных особенностей этого процесса, не встречающихся при использовании более коротковолновых лазеров. Наиболее интересной среди них является, по-видимому, возможность достижения высокого значения «параметра кинжалности» парогазового канала (отношение глубины к среднему диаметру), возникающего в образце как в режиме сварки, так и в режиме пробивания отверстия (лазерное сверление). Например, при сварке непрерывным лучом величина этого параметра может достигать 10 [3], а импульсно-периодическим — 20 и более [4]. Для сравнения укажем, что для лазеров видимого и ближнего ИК-диапазонов это отношение обычно не превышает трех [4].

Другая характерная особенность процесса взаимодействия излучения  $\text{CO}_2$ -лазеров с металлами выявляется при анализе зависимости скорости углубления кратера от времени и ее сравнении с аналогичной зависимостью для коротковолновых генераторов. В последнем случае, как известно [1], указанная зависимость монотонно убывающая, что связано с геометрической расходимостью лазерного луча. В случае же  $\text{CO}_2$ -лазеров эксперимент дает существенно немонотонную зависимость скорости углубления кратера от времени [4, 5].

В [6] исследовано распределение интенсивности излучения в кратере с высоким значением «параметра кинжалности» и показано, что ввиду малого коэффициента поглощения ИК-излучения на поверхности металлов лучи света испытывают в каверне большое число отражений от боковых стенок и может возникнуть волноводный режим распространения излучения\*. При этом вблизи дна кратера происходит концентрация электромагнитной энергии. Предположение о волноводном режиме позволило качественно объяснить высокие значения «параметра кинжалности» и глубины проникания непрерывного лазерного луча в мишень, достигаемые в режиме сварки, а также появление перегиба на зависимости глубины кратера от времени воздействия [4, 7]. В [8] явление резкого изменения формы жидкой ванны при определенной мощности лазера было связано с появлением переотраженных лучей.

В данной работе численно исследуется модель «захвата» лазерного излучения и возникновения волноводного режима его распространения в кратере, образующемся в металле под действием луча ИП-лазера. При этом рассматривается случай малой средней мощности лазера (предельный случай малой частоты следования импульсов), когда можно пренебречь влиянием жидкой пленки, образующейся на поверхности мишени, которая, вообще говоря, существенно усложняет анализ явлений, происходящих в зоне воздействия излучения.

**2. Постановка задачи.** Предположим, что мишень представляет собой полупространство, поверхность которого, обращенная к лазерному лучу, совпадает с плоскостью  $z = 0$  декартовой системы координат. В момент времени  $t = 0$  на образец начинает действовать сфокусированное излучение средней мощностью  $P$ ; фокус расположен на расстоянии  $\Delta$  над плоскостью  $z = 0$ . В последующие моменты поверхность мишени описывается функцией  $z = z(x, y, t)$ . В результате поглощения энергии излучения поверхностный слой вещества нагревается и удаляется из кратера в виде паров и (или) жидкой фазы. Скорость смещения поверхности в направлении нормали определяется из закона сохранения энергии

$$(2.1) \quad v_n = Q_a / \rho L,$$

где  $Q_a$  — средняя плотность поглощенной энергии в единицу времени в данной точке;  $\rho$  — плотность;  $L$  — эффективная энергия разрушения

\* Впервые на возможную роль переотражений света в глубоком канале указали В. П. Вейко и М. Н. Либенсон (см. [1], с. 253).

на 1 г вещества. Выражая  $v_{\text{п}}$  через производные от  $z(x, y, t)$ , из (2.1) получим уравнение \*

$$(2.2) \quad \frac{\partial z}{\partial t} = \sqrt{1 + \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)^2} \frac{Q_a}{\rho L}.$$

В случае ИП  $\text{CO}_2$ -лазера при фиксированной средней мощности величина  $L$  является, вообще говоря, сложной функцией длительности импульса  $\tau$ , а также  $Q_a$ , быстро увеличиваясь в области больших и малых значений плотности поглощенной энергии (при заданном  $\tau$ ) [9]. В дальнейшем рассматривается случай относительно небольших значений  $Q_a$ , в связи с чем используется следующая аппроксимация функции  $L$ :

$$(2.3) \quad L = L_0 \begin{cases} 1, & Q_a \geq Q_0, \\ \infty, & Q_a < Q_0, \end{cases} \quad Q_0 = Q_0(\tau).$$

Входящая в (2.2), (2.3) величина  $Q_a$  является функционалом от  $z(x, y)$ , а также зависит от смещения фокуса  $\Delta$  и угла фокусировки излучения. В данной работе лазерное излучение описывалось в приближении геометрической оптики, т. е. считалось, что  $\lambda/(\Delta\theta_0) \rightarrow 0$ , причем рассмотрены лишь плоский и аксиально-симметричный случаи. Вычисление  $Q_a$  при заданной функции  $z(x, y)$  производилось следующим образом. Сфокусированное излучение представлялось как совокупность  $N$  лучей, взятых с определенным весом таким образом, чтобы функция распределения лучей по углам в точке фокуса была гауссовой:

$$(2.4) \quad f(\theta) = \frac{N}{\pi\theta_0^2} (2\pi)^{\nu} \exp\left(-\frac{\theta^2}{\theta_0^2}\right),$$

где  $\theta_0 \ll \pi$  — угол фокусировки;  $\nu = 0$  в аксиально-симметричном и  $\nu = 1$  в плоском случаях. Энергия, переносимая лучами в единицу телесного угла, считалась пропорциональной их весу и нормировалась на полную мощность лазера  $P$ . Далее строилась траектория каждого луча в кратере, при этом вес луча после очередного отражения от стенки умножался на коэффициент отражения, который вычислялся по формулам [10]

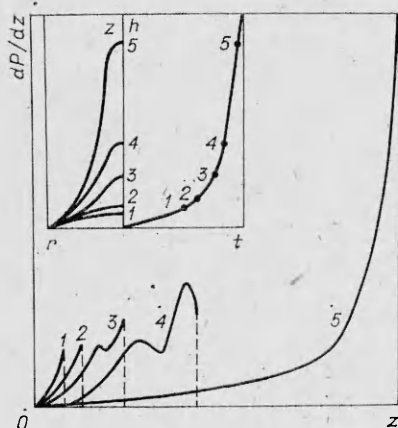
$$R_{\perp} = 1 - 4\zeta_0 \cos \alpha, \quad R_{||} = \left| \frac{\cos \alpha - \zeta}{\cos \alpha + \zeta} \right|^2, \quad \zeta = \zeta_0(1 - i),$$

где индексы  $\perp$  и  $||$  относятся к лучам, поляризованным перпендикулярно и параллельно к плоскости падения соответственно;  $\zeta$  — поверхностный импеданс металла;  $\alpha$  — угол падения луча на поверхность. Если вес луча становился меньше  $10^{-4}$  от начального значения, он исключался из дальнейшего рассмотрения. Поглощенная на данном элементе поверхности кратера энергия вычислялась суммированием вкладов отдельных лучей (с учетом веса). Вычисленное описанным способом значение  $Q_a$  подставлялось в уравнение (2.2), которое решалось на ЭВМ БЭСМ-6 по явной схеме. Большинство расчетов выполнено с  $N = 500$ , несколько контрольных — с  $N = 1000$ ; 2000.

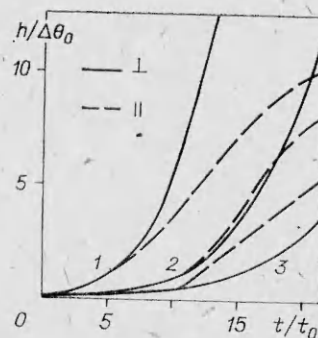
Отметим, что метод моделирования динамики образования кратера, примененный в данной работе, не ограничен явным видом использованных функций  $L$  (2.3) и  $f(\theta)$  (2.4) и может быть использован в более общем случае.

**3. «Захват» излучения и возникновение волноводного режима при образовании кратера.** На фиг. 1 приведены результаты расчета динамики образования кратера при воздействии аксиально-симметричного лазерного луча, поляризованного параллельно плоскости падения. Цифрами 1—5 обозначены зависимости энерговыделения на стенках каверны от координаты  $z$ , отвечающие различным моментам времени от начала воздействия излучения. Форма кратера для этих моментов времени, а также

\* Это уравнение может быть записано в безразмерной форме при помощи замены  $r \rightarrow r/a$ ,  $t \rightarrow t/t_0$ ,  $a = \Delta\theta_0$ ,  $t_0 = \pi^2(\Delta\theta_0)^3 \rho L/P$ ,  $Q_0 \rightarrow Q_0/Q^*$ ,  $Q^* = P/\pi(\Delta\theta_0)^2$ .



Фиг. 1



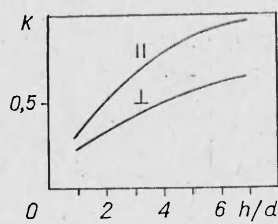
Фиг. 2

зависимость  $h(t)$  показаны на вставке (штриховыми линиями на фиг. 1 обозначено положение дна кратера). На малых временах, когда глубина каверны мала, все лучи, падающие на поверхность мишени, взаимодействуют с последней лишь по одному разу. При этом скорость заглупления кратера определяется начальной интенсивностью и расходимостью луча и пропорциональна коэффициенту поглощения материала, что видно из фиг. 2, где даны графики начальных участков кривой  $h(t)$  для  $\zeta_0 = 5 \cdot 10^{-2}$ ;  $2,5 \cdot 10^{-2}$ ;  $1,25 \cdot 10^{-2}$  (линии 1—3 соответственно). Штриховые линии соответствуют поляризации, перпендикулярной к плоскости падения, сплошные — параллельной. При некотором критическом значении глубины кратера  $h^* \approx \theta_0 \Delta$  часть лучей, отразившись от боковых стенок, падает на дно каверны, испытывая там еще несколько отражений. При  $h = h^*$  распределение интенсивности излучения, поглощаемого на стенках кратера, претерпевает существенные изменения: вблизи точки поворота группы лучей, распространяющихся под углом  $\theta \sim \theta_0$  к оси каверны, появляется локальный максимум. В этот же момент резко изменяется форма кратера вблизи его дна (см. кривые 2 и 3 на фиг. 1). При дальнейшем возрастании  $h$  число максимумов на зависимости поглощенной энергии от координаты  $z$  увеличивается, что соответствует большему числу отражений лучей вблизи дна; их амплитуда растет, а положение смещается к дну кратера. К некоторому моменту времени все локальные максимумы сливаются в один, расположенный непосредственно вблизи дна. Интенсивность излучения на дне в этот момент превышает значение этой величины при  $t = 0$ , т. е. происходит фокусировка отраженных от боковых стенок лучей на дно кратера\*, что приводит к резкому увеличению скорости заглупления каверны (см. фиг. 1, 2).

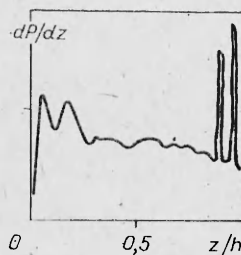
В последующие моменты времени максимум поглощенной энергии расположен на дне кратера и в основном определяется переотраженными лучами, что позволяет говорить о возникновении волноводного режима распространения излучения в канале.

Рост числа отражений луча в кратере приводит к увеличению эффективного коэффициента поглощения  $K$  падающей энергии образцом. На фиг. 3 приведены графики зависимости  $K$  от «параметра кинжалности» каверны, рассчитанные в качестве примера для параболической формы кратера. Аналогичная зависимость наблюдается в экспериментах по лазерной сварке металлов, когда величина  $h/d$  изменяется в зависимости от скорости перемещения луча [8].

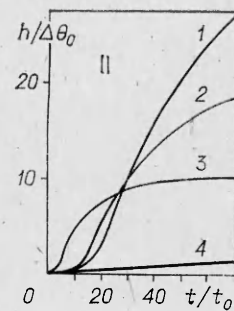
\* Впервые возможность возникновения подобного явления при лазерном сверлении показана в [11], где на основании экспериментальных данных по разрушению акриловой смолы излучением лазера сделан вывод об увеличении интенсивности света на дне кратера. Однако количественной модели, позволяющей описывать это явление, предложено не было.



Ф и г. 3



Ф и г. 4



Ф и г. 5

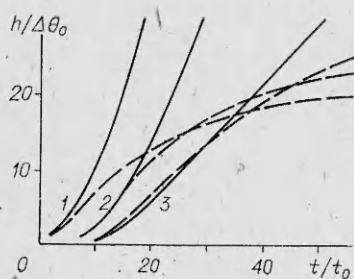
Относительная роль переотражений возрастает с уменьшением поглощения излучения на поверхности мишени: из фиг. 2 следует, что отношение скоростей заглубления кратера при  $h > \Delta\theta_0$  и  $h \ll \Delta\theta_0$  увеличивается с уменьшением  $\zeta_0$ . Кроме того, указанное отношение больше для лучей, поляризованных перпендикулярно к плоскости падения, чем для лучей с параллельной поляризацией, что также связано с более низким коэффициентом поглощения света металлом в последнем случае.

Необходимо подчеркнуть, что распределение поглощения света вдоль оси кратера существенно зависит от конкретного вида функции  $f(\theta)$ . В качестве примера на фиг. 4 приведено распределение интенсивности для случая, когда  $f(\theta)$  является постоянной в пределах угла фокусировки ( $f(\theta) = f_0\theta(\theta_0 - |\theta|)$ ). Осцилляции на графике связаны с приходом в данную точку лучей, испытавших различное число отражений от стенок кратера.

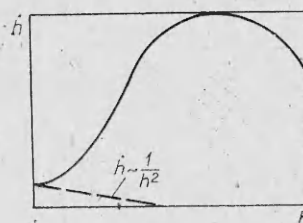
**4. Предельная глубина проникания лазерного луча в металл.** Для ряда приложений представляет интерес исследовать предельные параметры кратера, возникающего в образце при больших временах воздействия излучения. Максимальная глубина кратера определяется из условия равенства поглощенной интенсивности на дне величине  $Q_0$  (см. (2.3)). Семейство зависимостей  $h(t)$  для различных значений  $Q_0$  приведено на фиг. 5 (линии 1—4 соответствуют  $Q/Q^* = 0; 0,075; 0,3; 0,4$ ). Как и следовало ожидать, предельная глубина кратера уменьшается с ростом пороговой интенсивности. Интересно отметить, что при увеличении  $Q$  «захват» луча в кратере происходит при меньших временах воздействия излучения. Это связано с тем, что диаметр получающегося кратера  $d$  в этом случае оказывается меньше, и, следовательно, условие «захвата»  $h \geq d$  начинает выполняться при меньших значениях глубины каверны.

На фиг. 6 приведены рассчитанные графики зависимости  $h(t)$  для  $\zeta_0 = 5 \cdot 10^{-2}; 2,5 \cdot 10^{-2}; 1,25 \cdot 10^{-2}$  (линии 1—3 соответственно). Сплошные линии отвечают лучам, поляризованным перпендикулярно плоскости падения, штриховые — параллельно этой плоскости. При малых временах  $h$  возрастает с увеличением  $\zeta_0$  [1], однако на больших временах ситуация обратная: большая предельная глубина кратера соответствует меньшему коэффициенту поглощения на поверхности металла. Такая зависимость может быть объяснена из волноводных соображений [4, 6, 7]: меньшему  $\zeta_0$  соответствует большая глубина проникания излучения в узкий канал и, следовательно, большая глубина кратера (при примерно одинаковых диаметрах). С этой точки зрения естественной представляется также большая глубина каверны, возникающей при воздействии излучения, поляризованного перпендикулярно к плоскости падения (см. фиг. 6). На волноводном языке этот случай соответствует распространению мод магнитного типа, обладающих наибольшей добротностью [10].

Отметим, что зависимость от поляризации проникания лазерного луча в образец в режиме резки, аналогичная полученной нами, экспериментально наблюдалась в [12] и связывалась с возникновением волноводного режима распространения излучения в кратере.



Фиг. 6



Фиг. 7

В данной работе показано, что переотражения лучей от боковых стенок могут существенно влиять на динамику процесса разрушения металлов, причем их роль возрастает с уменьшением коэффициента поглощения излучения на поверхности мишени. На фиг. 7 показана зависимость скорости заглубления кратера от глубины последнего, штриховая линия — монотонно падающая зависимость, полученная в [1] при пренебрежении переотраженными лучами. Резкое увеличение  $h$  при  $h \approx d$  связано с «захватом» излучения в канале, а спад при больших  $h$  обусловлен затуханием света при многократных отражениях в металлическом волноводе, каким является кратер. Отношение максимальной скорости заглубления каверны к начальной ( $t \rightarrow 0$ ), полученное в результате расчета, при  $\zeta_0 = 2,5 \cdot 10^{-2}$  достигает значения порядка 10, что хорошо согласуется с экспериментальным значением этой величины в случае взаимодействия излучения ИП  $\text{CO}_2$ -лазера с нержавеющей сталью [4, 5].

Авторы выражают благодарность А. А. Веденову за интерес к работе, А. Л. Чернякову и А. Н. Явохину за полезное обсуждение результатов, а также Р. В. Арутюняну, указавшему на важную работу [11].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Анисимов С. И., Имас Я. А., Романов Ю. С., Ходыко Г. В. Действие лазерного излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970.
2. Веденов А. А. Физика электроразрядных  $\text{CO}_2$ -лазеров. М.: Энергоиздат, 1982.
3. Vanas C. High power laser welding.— Opt. Engng, 1978, v. 17, N 3.
4. Веденов А. А., Гладуш Г. Г. и др. Физические процессы при глубоком проникновении лазерного луча в металлы.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1983, № 8.
5. Hamilton P. C., Pashby I. R. Hole drilling studies with a variable pulse length  $\text{CO}_2$ -laser.— Opt. Laser Techn., 1979, N 8.
6. Гладуш Г. Г., Ежов А. А., Левченко Е. Б., Явохин А. Н. Теоретическое рассмотрение каналирования лазерного луча при глубоком проплавлении.— В кн.: Все-союз. совещ. по применению лазеров в технологии машиностроения. М.: Наука, 1982.
7. Веденов А. А., Левченко Е. Б. О предельной глубине проникновения лазерного луча в поглощающую среду.— Квант. электроника, 1983, т. 12, № 10.
8. Maruo H., Miyamoto I., Arata Y. Механизм сварки  $\text{CO}_2$ -лазером.— Tool Engng, 1981, v. 25, N 6.
9. Веденов А. А., Гладуш Г. Г. и др. Исследование разрушения металлов излучением импульсного  $\text{CO}_2$ -лазера.— Квант. электроника, 1981, т. 8, № 10.
10. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электроника сплошных сред. М.: Наука, 1982.
11. Arata Y., Miyamoto I. Some fundamental properties of high power laser beam as a heat source (Report 1). Beam focusing characteristics of  $\text{CO}_2$ -laser.— Trans. Jap. Weld. Soc., 1972, v. 3, N 1.
12. Olsen F. O. Studies of sheet metal cutting with plane-polarized  $\text{CO}_2$ -laser.— In: Opt. elektron. Techn.: Vortr. 5. Int. Kongr. «Laser 81», München, 1981. Berlin et al., 1982.

Поступила 28/II 1984 г.