

УДК 621.375.826:539.21

ДИНАМИКА ФОРМЫ И ГЛУБИНЫ КАНАЛА ПРИ ПРОБИВКЕ ОТВЕРСТИЙ ЛАЗЕРНЫМ ЛУЧОМ

А. В. Нестеров, В. Г. Низьев*), О. А. Новодворский*)

(кафедра теоретической физики)

Представлена теоретическая модель, описывающая динамику формы и глубины канала при пробивке отверстий лазерным излучением. Модель учитывает основные закономерности поглощения излучения на стенках канала.

Пробивка отверстий лучом лазера является важным технологическим процессом, однако его физические аспекты проработаны недостаточно [1, 2]. Как и в других видах лазерной обработки материалов, здесь существует целый ряд взаимосвязанных физических явлений. Это разрушение лазерным лучом поверхности образца, гидродинамические процессы переноса паров и расплавленного материала, многократные отражения лазерного луча от стенок канала. Поэтому для полного описания столь сложного процесса необходимо использовать разные модели.

В ряде работ, посвященных лазерной обработке материалов, первичный акт взаимодействия луча с веществом — поглощение лазерного излучения на стенках — крайне упрощается, используют, например, модель «раскаленной нити». Весьма плодотворной оказалась сублимационная модель [3, 4]. В условиях лазерной резки обычных материалов она применима при интенсивном удалении расплава потоком газа.

В настоящей работе развита сублимационная модель лазерной пробивки отверстий. Применение сублимационной модели, не затрагивающей процессов переноса, естественно, дает верхнюю предельную оценку количества удаляемого из каверны материала, предельно возможные скорости пробивки отверстий. В предлагаемой модели учтены лишь однократные отражения луча от стенок канала. Это приближение вполне приемлемо. Многократные отражения приводят к равномерному «размазыванию» излучения по стенкам канала. Вследствие порогового характера разрушения материала этот процесс не может привести к существенному изменению формы каверны.

В представленной теоретической модели рассматривается гауссов луч с заданным положением перетяжки. Форма канала $z(r, t)$ является искомой функцией. Плотность поглощенной мощности в рассматриваемой точке на стенке канала может быть записана в виде

$$P(r, t) = I(r, z(r, t))(1 - R(\alpha)) \cos(\alpha).$$

Здесь $I(r, z)$ — интенсивность гауссова луча, $R(\alpha)$ — коэффициент отражения, α — угол взаимодействия луча со стенкой канала, $\alpha = \arctg(\partial z / \partial r)$. Скорость удаления материала по нормали к поверхности V_n

пропорциональна P [4]:

$$V_n = kP. \quad (1)$$

Коэффициент пропорциональности k зависит от теплофизических свойств материала и принимается постоянным. При плавлении материала и удалении расплава потоком газа значение k определяется по формуле

$$k = (c\rho(T_1 - T_0) + \lambda)^{-1}, \quad (2)$$

где c , ρ , λ — теплоемкость, удельный вес и теплота плавления материала; T_0 , T_1 — начальная температура и температура плавления материала.

Уравнение кинематической совместности поверхности имеет вид

$$d\Phi/dt = 0, \quad (3)$$

где $\Phi = z - z(r, t)$. Формулы (1) и (3) образуют систему уравнений. Несложные алгебраические преобразования этой системы приводят к нелинейному уравнению в частных производных по r и t :

$$\partial z / \partial t = kI(r, z)(1 - R(\alpha)). \quad (4)$$

Уравнение (4) решается методом характеристик. В результате вычисляются зависимость глубины канала от времени и положения перетяжки лазерного луча, продольное сечение канала в разные моменты времени.

На рис. 1, 2 приведены формы каверны, рассчитанные при различном положении фокуса линзы. Для непрозрачных диэлектриков можно использовать закон Ламберта, т. е. считать коэффициент отражения не зависящим от угла падения излучения на поверхность. Отличительной особенностью формы каверны при расположении фокуса линзы на поверхности образца является «плоское дно» (рис. 1.). При заглуплении фокуса в образец (рис. 1.) в процессе образования каверны можно наблюдать изменение ее формы. На начальной стадии форма появляющегося углубления повторяет гауссову форму распределения интенсивности в луче. Затем, когда дно каверны совпадает с плоскостью перетяжки лазерного луча, она становится конусообразной. При длительной экспозиции центральная часть канала приобретает форму, аналогичную представленной на рис. 1., однако имеет характерный воронкообразный

*) Научно-исследовательский центр по технологическим лазерам РАН.

вход, обусловленный большим сечением луча на поверхности образца. Каналы, образующиеся при пробивке отверстий в стекле, при небольших отношениях длины к диаметру по форме близки к показанным на рис. 1. Существует, однако, некоторое несоответствие между рассчитанной (рис. 1) и экспериментально наблюдаемой [5] формой канала. Наблюдаемая носовая часть канала острая, а не плоская. Скорее всего, это связано с тем, что используемый в расчетах коэффициент отражения $R(\alpha)$ на самом деле не является постоянным во всем диапазоне углов падения лазерного луча на поверхность образца.

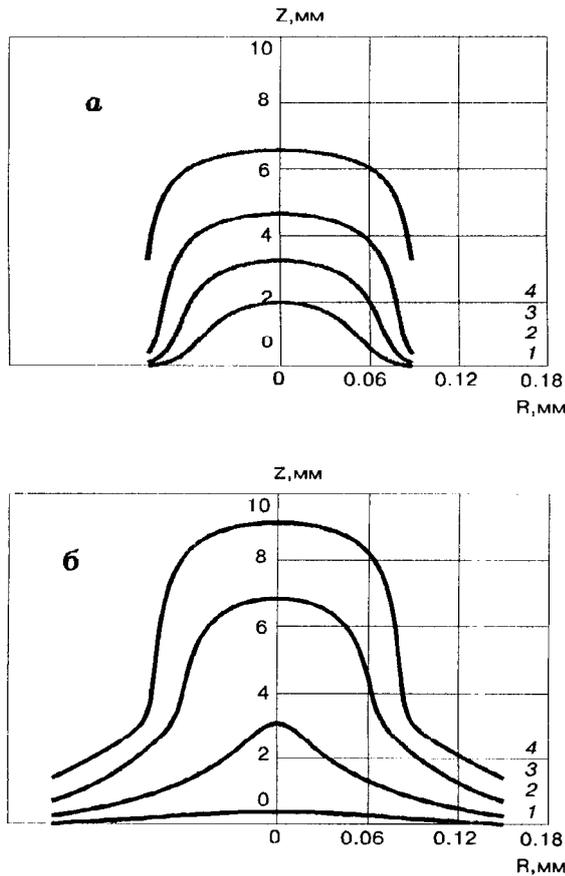


Рис. 1. Форма канала при пробивке отверстий в непрозрачных диэлектриках. Фокус находится на поверхности образца (а) и заглублен в образец на 3 мм (б). Кривые 1, 2, 3 и 4 получены для моментов времени 3, 9, 20, 52 с соответственно

При описании пробивки отверстий в металлах вид коэффициента отражения $R(\alpha)$ определялся согласно формулам Френеля для поглощающих сред. Исследовалось влияние радиальной и азимутальной поляризации луча на процесс образования каверны. Форма канала, рассчитанная с учетом радиальной поляризации ($R(\alpha)$ задается формулой Френеля для s -поляризованного излучения), имеет острую вершину (рис. 2). Результаты расчета глубины канала в этом варианте существенно отличаются от результатов для случая, когда коэффициент отражения R не зависит от угла взаимодействия α . Радиально поляризованное излучение поглощается неэффективно и поэтому необходимо

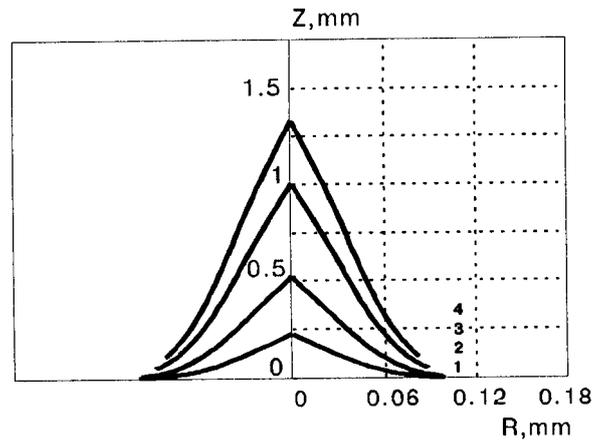


Рис. 2. Форма канала при пробивке отверстий в стали радиально поляризованным лучом. Кривые 1, 2, 3, и 4 получены для моментов времени 0,3; 1,2; 5 и 9,8 с соответственно

учитывать влияние многократных отражений луча от стенок канала на его глубину при длительных экспозициях.

При азимутальной поляризации ($R(\alpha)$ задается формулой Френеля для p -поляризованного излучения) ситуация противоположная. Глубина канала оказывается больше, чем при постоянном R . Причина — в более эффективном поглощении излучения стенками при больших углах взаимодействия α . Влияние многократных отражений на глубину канала здесь можно считать незначительным. Расчеты показывают, что при пробивке отверстий линейно поляризованным лучом поперечное сечение канала принимает форму эллипса.

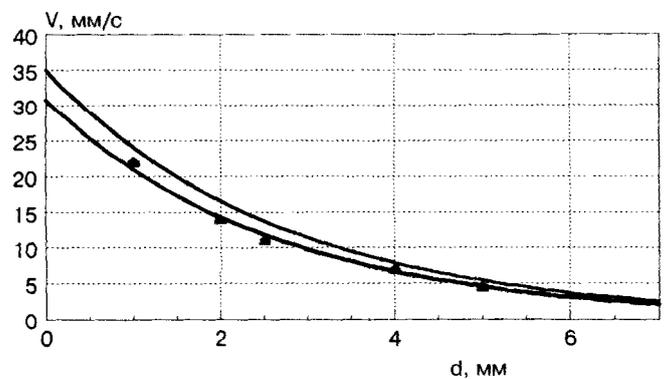


Рис. 3. Зависимость средней скорости пробивки отверстий в стекле от толщины образцов. Рассчитанная (1) и экспериментально полученная (2) зависимости. Мощность лазера 800 Вт

Независимо от вида коэффициента отражения $R(\alpha)$ плотность поглощенной мощности P максимальна при нулевом угле, падает с увеличением угла и достигает нулевого значения при угле 90° . Этим объясняется тот факт, что рассчитанная для длительных экспозиций форма канала стремится к цилиндрической. В настоящей работе фронт лазерного луча считался плоским. Мы полагаем, что учет реальной формы фронта в выражении для интенсивности гауссова луча $I(r, z)$ приведет

к бочкообразной форме канала при длительных экспозициях. Такая форма канала наблюдалась ранее [5].

Некоторые предварительные экспериментальные данные приведены на рис. 3. Эксперименты проводились с использованием непрерывного CO₂-лазера с гауссовым распределением интенсивности в луче в диапазоне мощности 300–800 Вт. Наблюдается хорошее согласие данных эксперимента с расчетами.

Литература

1. Рыкалин Н. Н., Углов А. А., Зуев И. В., Кокора А. Н. Ла-

зерная и электронно-лучевая обработка материалов. М., 1985.

2. Веденов А. А., Гладуш Г. Г. Физические процессы при лазерной обработке материалов. М., 1985.
3. Niziev V. G. // Laser Physics. 1993. 3, № 3. P. 629.
4. Черепанов Г. П., Черепанов А. Г. // Физика и химия обработки материалов. 1990. № 2. С. 133.
5. Гладуш Г. Г., Левченко Е. Б., Низьев В. Г., Сейдгазов Р. Д. // Квант. электроника. 1984. 11, № 11. С. 2294.

Поступила в редакцию
19.03.97

АКУСТИКА И МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

УДК 534.222

ПОГЛОЩЕНИЕ ПРОДОЛЬНЫХ ЗВУКОВЫХ ВОЛН В ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ ТИТАНЕ В ОБЛАСТИ ТЕМПЕРАТУР 120–220 К

А. И. Коробов, А. Н. Экономов

(кафедра акустики)

Проведены измерения коэффициента поглощения продольных звуковых волн в поликристаллическом титане в области температур 120–220 К. Обнаружены особенности типа пика Бордони, связанные с рассеянием энергии на точечных дефектах. Рассчитан ряд величин, характеризующих данный механизм поглощения.

Исследование температурных зависимостей акустических свойств титана представляет интерес в связи с тем, что в районе 167 К в данном металле существует электронно-топологический переход (ЭТП) [1]. В работе [2] приведены результаты экспериментального исследования зависимости коэффициента теплового расширения монокристалла титана от температуры. При 167 К обнаружена особенность (смена знака) коэффициента теплового расширения в направлении гексагональной оси, связанная с ЭТП.

Температурная зависимость коэффициента поглощения при ЭТП также должна иметь особенность, а именно испытывать скачок на величину, равную коэффициенту электронного поглощения, однако наряду с электронным существует поглощение, связанное с взаимодействием акустической волны с точечными дефектами. Были проведены экспериментальные исследования коэффициента поглощения продольных акустических волн частоты 5 МГц в поликристалле титана при температурах 120–220 К. В данном диапазоне температур действительно имеется особенность. После проведения контрольных измерений на стали и других металлах, в указанном диапазоне температур не имеющих ЭТП, а также на отожженном титане было установлено, что данная особенность коэффициента поглощения в основном связана с взаимодействием акустической волны с точечными дефектами.

Впервые пик на кривой зависимости коэффициента поглощения акустической волны от температуры в металле был обнаружен Бордони [3] и назван его именем. Наличие пика связывается с релаксацией концентрации

точечных дефектов. В случае простого релаксационного процесса зависимость времени релаксации τ от температуры T записывается в виде уравнения Аррениуса:

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{W}{kT}\right), \quad (1)$$

где W — энергия активации точечного дефекта, k — постоянная Больцмана и τ_0 — некоторая константа (не зависящая от температуры). Если измерения проводятся на частоте звуковой волны f , то внутреннее трение, обусловленное данным релаксационным процессом, является функцией произведения $\omega\tau$ (где $\omega = 2\pi f$) и имеет максимальное значение при $\omega\tau = 1$. Таким образом, температура T_m , при которой наблюдается максимум внутреннего трения, связана с частотой колебаний следующим соотношением:

$$f_m = \frac{1}{2\pi\tau_0} \exp\left(-\frac{W}{kT_m}\right), \quad (2)$$

а коэффициент поглощения на частоте ω

$$\alpha = 2\alpha_m \frac{\omega/\omega_m}{1 + (\omega/\omega_m)^2}, \quad (3)$$

где α_m соответствует максимальному значению коэффициента поглощения, $\omega_m = \omega_0 \exp(-W/kT)$. В работах [4] и [5] указано следующее условие максимума на температурной зависимости коэффициента поглощения:

$$\omega^2 \tau^2 = \frac{\varphi_1 + kT}{\varphi_0 - kT}, \quad (4)$$