

Т. Н. СОКОЛОВА, Е. Л. СУРМЕНКО, И. А. ПОПОВ, Ю. В. ЧЕБОТАРЕВСКИЙ

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НАПРЯЖЕНИЙ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ЛАЗЕРНЫХ УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ НА СТЕКЛОУГЛЕРОДНЫЕ МАТЕРИАЛЫ

Рассмотрены возможности использования лазеров с ультракороткими импульсами при обработке поверхности стеклоуглерода, применяемого для изготовления автоэмиссионных катодов. Рассчитано напряженное состояние пластины стеклоуглерода при воздействии пикосекундных лазерных импульсов.

*Ключевые слова:* лазерная обработка, стеклоуглерод, ультракороткий импульс, напряженное состояние.

**Введение.** Подавляющее большинство лазерных технологий, используемых в приборостроении, основано на быстром нагреве обрабатываемого материала сфокусированным излучением до высоких температур и его дальнейшем плавлении или испарении. Несмотря на локальность воздействия, при обработке хрупких материалов это зачастую влечет за собой реструктуризацию обрабатываемого материала и возникновение в окрестностях зоны обработки оплавленных участков или микротрещин. При переходе к более коротким импульсам излучения ( $10^{-8}$ — $10^{-14}$  с) и сверхвысокой интенсивности ( $10^{10}$ — $10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>) физическая картина взаимодействия излучения с обрабатываемым материалом значительно изменяется. Влияние температуры перестает быть определяющим, и основную роль в механизме разрушения вещества начинают играть процессы непосредственного перехода энергии из возбужденных состояний. В основе взаимодействия излучения с веществом лежит механизм так называемого кулоновского взрыва, сопровождающегося образованием поверхностного облака плазмы.

Однако при обработке хрупких материалов удаление вещества с обрабатываемой поверхности в короткие промежутки времени с высокой скоростью истечения создает в зоне воздействия излучения область высокого давления, способного вызвать разрушение материала за ее пределами. Во избежание этого при формировании микроструктуры автоэмиссионного катода импульсным лазерным излучением должны быть обеспечены такие условия обработки, при которых механическая прочность получаемых острий эмитирующей поверхности не будет отличаться от прочностных характеристик основного материала катода. Поэтому для обоснованного выбора неразрушающих режимов обработки необходимо разработать аналитические способы оценки прочности хрупких материалов при воздействии серии пикосекундных импульсов лазерного излучения с высокой плотностью энергии.

**Математическая модель исследуемого процесса.** В предположении, что объем вещества, удаляемого с поверхности обработки при воздействии одного импульса, в первом приближении может быть представлен в виде кругового цилиндра, в качестве меры механического воздействия лазерного излучения на обрабатываемый материал принято давление

$$P = \rho \frac{\Delta h}{\Delta t} u, \quad (1)$$

порождаемое реактивной силой, возникающей при интенсивном истечении некоторого объема вещества из зоны обработки за один импульс:

$$F = \rho \frac{\Delta v}{\Delta t} u. \quad (2)$$

Здесь  $u$  — скорость истечения обрабатываемого материала;  $\Delta v$  и  $\Delta h$  — объем и толщина слоя вещества, удаляемого за время действия одного импульса лазерного излучения;  $\Delta t$  — время истечения материала из зоны воздействия импульса лазерного излучения;  $\rho$  — плотность обрабатываемого материала,  $t$  — время. Изменение плотности энергии излучения по лазерному пятну вследствие его размера (диаметр 10—50 мкм) не учитывалось.

Параметр  $\Delta t$  позволяет учитывать, что при воздействии импульсов лазерного излучения пикосекундной длительности вынос вещества из зоны обработки продолжается и после окончания импульса [1, 2]. В зависимости от типа обрабатываемого материала и параметров лазерного воздействия это время может значительно превышать длительность импульса и достигать нескольких микросекунд.

При оценке воздействия лазерного излучения на прочностные характеристики необходимо учитывать, что хрупкие материалы могут испытывать пластические деформации только в областях высокотемпературного нагрева [3]. При комнатных температурах такие материалы разрушаются хрупко, без признаков макропластичности, фактически оставаясь упругими во всем интервале нагружения вплоть до их разрушения. Принимая это во внимание и учитывая, что в рассматриваемом процессе не происходит разогрева обрабатываемых материалов за пределами зоны лазерного воздействия, с механической точки зрения будем считать их идеально упругими.

С геометрической точки зрения обрабатываемый объект представлен в виде тонкой прямоугольной пластины, свободно опертой на плоское упругое основание — предметный стол лазерной установки (рис. 1), находящейся под воздействием распределенной нагрузки  $q(x, y, t)$ , эквивалентной оказываемому на нее импульсному давлению:

$$P = \int_0^a \int_0^b q(x, y, t) dx dy \quad (3)$$

с центром приложения в произвольной точке с координатами  $x = \alpha$  и  $y = \beta$ , удовлетворяющими соотношениям:  $r_0 < \alpha < (a - r_0)$  и  $r_0 < \beta < (b - r_0)$ .

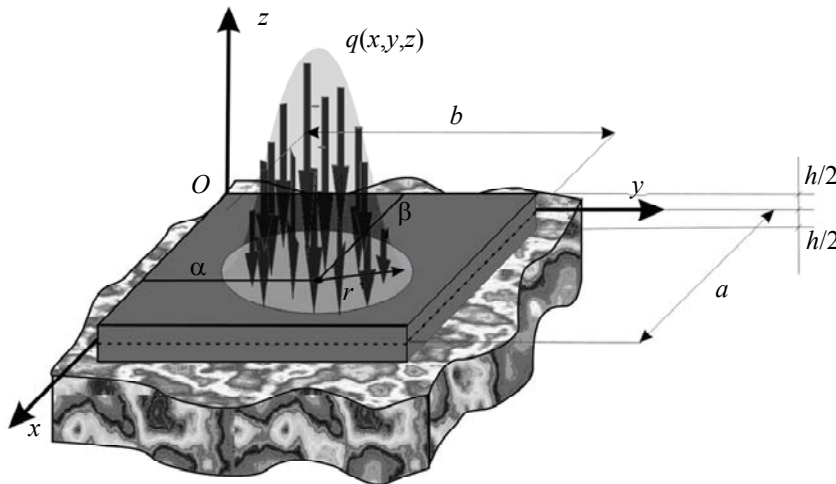


Рис. 1

Обозначим длину, ширину и толщину пластины через  $a$ ,  $b$ , и  $h$  соответственно. Отнесем ее к прямоугольной декартовой системе координат  $Oxyz$ , поместив начало системы координат в одном из углов пластины и расположив оси  $Ox$  и  $Oy$  в срединной плоскости пластины, совместив их с ее боковыми сторонами (см. рис. 1). Влияние упругого основания на напряженно-деформированное состояние пластины учтем в соответствии с моделью Э. Винклера путем введения в ее уравнение движения опорной реакции основания, пропорциональной жестко-

сти основания и прогибу пластины в виде:  $N=k_0w$ , где  $w$  — прогиб срединной плоскости пластины;  $k_0$  — коэффициент жесткости основания, на котором лежит пластина.

Исследование напряженного и деформированного состояния пластины проведем в рамках классической теории Г. Р. Кирхгофа [4], полагая, что края пластины свободно оперты, к ней более не приложены внешние силы, кроме вышеупомянутой импульсной распределенной нагрузки, и в начальный момент времени все ее точки находятся в покое. С учетом принятых допущений получим следующую краевую задачу теории упругости:

$$\left. \begin{aligned} D\nabla^2\nabla^2w+k_0w &= q(x,y,t) - \rho h \frac{\partial^2w}{\partial t^2}, \\ w=0, \frac{\partial^2w}{\partial x^2} + \nu \frac{\partial^2w}{\partial y^2} &= 0 \text{ при } x=0, a, \\ w=0, \frac{\partial^2w}{\partial y^2} + \nu \frac{\partial^2w}{\partial x^2} &= 0 \text{ при } y=0, b, \\ w=0, \frac{\partial w}{\partial t} &= 0 \text{ при } t=0. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Здесь  $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ ,  $D = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)}$ ,  $E$  — модуль упругости,  $\nu$  — коэффициент Пуассона ма-

териала пластины.

Для импульса лазерного излучения, возникающего в произвольный момент времени  $t = mT_0$  ( $m = 0, 1, 2, \dots$ ), зададим функцию  $q(x, y, t)$  в виде произведения:

$$q(x, y, t) = q(x, y) [H_+(t - mT_0) - H_+(t - mT_0 - \Delta t)], \quad (5)$$

где  $T_0$  — период следования импульсов,  $q(x, y)$  — закон изменения распределенной нагрузки по области лазерного воздействия, а  $H_+(t)$  — асимметричная единичная ступенчатая функция Хэвисайда.

С учетом (5) для импульса лазерного излучения получим выражение для прогиба:

$$\begin{aligned} w^{(m)}(x, y, t) &= \frac{1}{h\rho} \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{q_{kn}}{\omega_{kn}^2} \{ [H(t - mT_0) - H(t - mT_0 - \Delta t)] \cdot [1 - \cos \omega_{kn}(t - mT_0)] + \\ &+ H(t - mT_0 - \Delta t) [\cos \omega_{kn}(t - mT_0 - \Delta t) - \cos \omega_{kn}(t - mT_0)] \} \sin\left(\frac{k\pi}{a}x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b}y\right), \quad (6) \\ &t \geq mT_0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \end{aligned}$$

где

$$q_{kn} = \int_0^a \int_0^b q(x, y) \sin \frac{k\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} dx dy, \quad \omega_{kn}^2 = \frac{\pi^4}{\rho h} \left\{ D \left[ \left( \frac{k}{a} \right)^2 + \left( \frac{n}{b} \right)^2 \right]^2 + k_0 h \right\}.$$

Выражение (6) описывает изменение прогиба пластины при воздействии одного импульса лазерного излучения. Для определения параметров прогиба при воздействии серии ( $M+1$ ) импульсов достаточно просуммировать (6) по числу импульсов. После выполнения операции суммирования и ряда преобразований выражение для прогиба при воздействии серии импульсов для  $t \geq mT_0$  ( $m = 0, 1, 2, \dots$ ) принимает вид:

$$\begin{aligned}
w^{(M)}(x, y, t) = & \frac{1}{h\rho} [H(t - MT_0) - H(t - MT_0 - \Delta t)] \times \\
& \times \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{q_{kn}}{\omega_{kn}^2} \left\{ 1 - \cos[\omega_{kn}(t - MT_0)] + C_{kn}^{(M)} \cos \left[ \omega_{kn} \left( t - \frac{M-1}{2} T_0 \right) \right] \right\} \times \\
& \times \sin \left( \frac{k\pi}{a} x \right) \sin \left( \frac{k\pi}{b} y \right) + \frac{1}{h\rho} H(t - MT_0 - \Delta t) \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{q_{kn}}{\omega_{kn}^2} \left\{ \cos[\omega_{kn}(t - MT_0 - \Delta t)] - \right. \\
& \left. - \cos[\omega_{kn}(t - MT_0)] + C_{kn}^{(M)} \cos \left[ \omega_{kn} \left( t - \frac{M-1}{2} T_0 - \Delta t \right) \right] \right\} \sin \left( \frac{k\pi}{a} x \right) \sin \left( \frac{n\pi}{b} y \right), \quad (7)
\end{aligned}$$

$$\text{где } C_{kn}^{(M)} = \frac{\sin \left( \omega_{kn} \frac{M}{2} T_0 \right)}{\sin \omega_{kn} \frac{T_0}{2}}, \quad \gamma_{kn}^{(M)} = \frac{\pi}{2} - \omega_{kn} \frac{M-1}{2} T.$$

Из (7) следует, что в пластине возникает сложное колебательное движение, являющееся результатом наложения собственных, с круговой частотой  $\omega_{kn}$ , и вынужденных, с частотой следования импульсов, колебаний. При значениях периода следования импульсов лазерного излучения, равных или кратных периоду какой-либо из гармоник собственных колебаний  $T_0 = 2\pi i / \omega_{kn}$  ( $i = 1, 2, 3, \dots$ ) в слагаемых формулы (7), содержащих коэффициент  $C_{kn}^{(M)}$ , возникает неопределенность типа  $0/0$ . Раскрывая ее по правилу Лопиталья, при достаточно больших значениях  $M$  получим следующее приближенное выражение для прогиба:

$$\begin{aligned}
w^{(M)}(x, y, t) \approx & \frac{M}{h\rho} \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{q_{kn}}{\omega_{kn}^2} \left\{ [H(t - MT_0) - H(t - MT_0 - \Delta t)] \cos \left[ \omega_{kn} \left( t - \frac{M-1}{2} T_0 \right) \right] + \right. \\
& \left. + H(t - MT_0 - \Delta t) \cos \left[ \omega_{kn} \left( t - \frac{M-1}{2} T_0 - \Delta t \right) \right] \right\} \sin \left( \frac{k\pi}{a} x \right) \sin \left( \frac{n\pi}{b} y \right), \quad (8)
\end{aligned}$$

откуда следует, что в пластине возникает явление ударного резонанса, при котором амплитуда колебаний прогиба возрастает пропорционально числу импульсов лазерного излучения. Напряжения, возникающие в пластине, определяются путем подстановки найденных в формулах (6) и (7) значений в известные формулы [4].

В качестве примера рассмотрим поведение заготовки матричного автоэмиссионного катода из монолитного стеклоглериода в процессе формирования эмитирующей структуры на ее поверхности импульсным лазерным излучением. Закон, описывающий распределение нагрузки в пределах пятна лазерного воздействия, задавался в виде:

$$q(x, y, t) = q_0 e^{-\mu((x-\alpha)^2 + (y-\beta)^2)} [H_+(t - mT_0) - H_+(t - mT_0 - \Delta t)],$$

где  $\mu$  — коэффициент сосредоточенности.

Оценка целостности материала заготовки проводилась путем сравнения наибольших расчетных значений интенсивности напряжений с его пределами прочности на сжатие и растяжение.

Ниже приведены результаты анализа расчетов, полученных для заготовки в виде квадратной пластины  $10 \times 10$  мм из монолитного стеклоглериода толщиной 1 мм для следующих параметров:  $E = 1,459 \cdot 10^{12}$  Па;  $\nu = 0,3$ ;  $\rho = 1485$  кг/м<sup>3</sup>,  $u = 10^5$  м/с,  $k_0 = 2,06 \cdot 10^7$  Н/м<sup>3</sup>. Толщина удаляемого с поверхности заготовки слоя  $\Delta h$  при воздействии одного импульса лазерного излучения длительностью 10 пс равна 10 нм. Центр пятна лазерного воздействия радиуса  $r_0 = 20$  мкм во всех рассмотренных случаях совмещен с центром пластины  $x = \alpha = a/2$  и  $y = \beta = b/2$ . Для лазерного импульса длительностью 10 пс, длиной волны 1064 нм и плотностью энергии

излучения  $4 \text{ Дж/см}^2$  время истечения вещества  $\Delta t$  из зоны воздействия радиуса  $r_0$  для стеклоуглерода принято равным  $1,9 \text{ нс}$ .

На рис. 2 показана динамика интенсивности напряжений  $\sigma$  в центре зоны воздействия (кривая 1) и на ее границе (2). В силу кратковременности импульса давления колебательный процесс в пластине за время его действия развиться не успевает. Поэтому в течение действия импульса и непосредственно после его окончания графики поведения напряжений являются гладкими, причем наибольшей величины интенсивность напряжений достигает в момент окончания импульса давления в центральной точке зоны его воздействия.

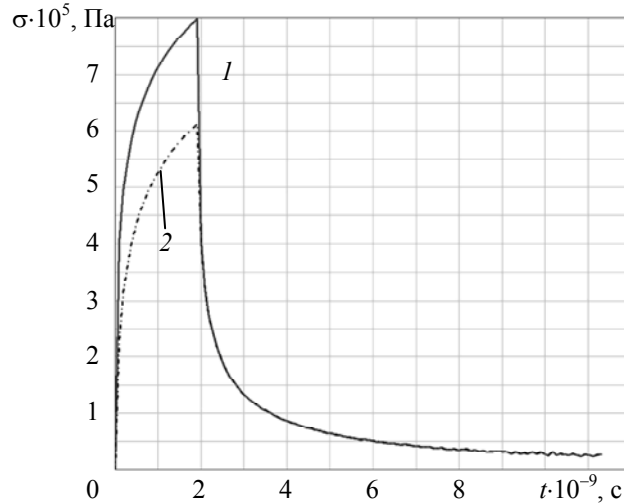


Рис. 2

На рис. 3 приведены графики интенсивности напряжений в различных точках верхней поверхности пластины (1 — в центре пятна давления; 2 — 200, 3 — 400, 4 — 600 мкм от центра) при воздействии серии из шести импульсов лазерного излучения длительностью  $10 \text{ пс}$  с периодом следования  $2 \text{ нс}$ . Начало отсчета времени на оси абсцисс совпадает с моментом воздействия последнего импульса. Из приведенного графика следует, что наибольшего значения интенсивность напряжений достигает в центре пятна лазерного воздействия в момент времени  $t=1,7 \text{ мкс}$ , значительно превышающий время действия серии импульсов. Такое поведение интенсивности напряжений является следствием сложного колебательного процесса, возникающего в пластине в результате распространения и наложения друг на друга прямых и отраженных упругих волн от каждого из импульсов давления.

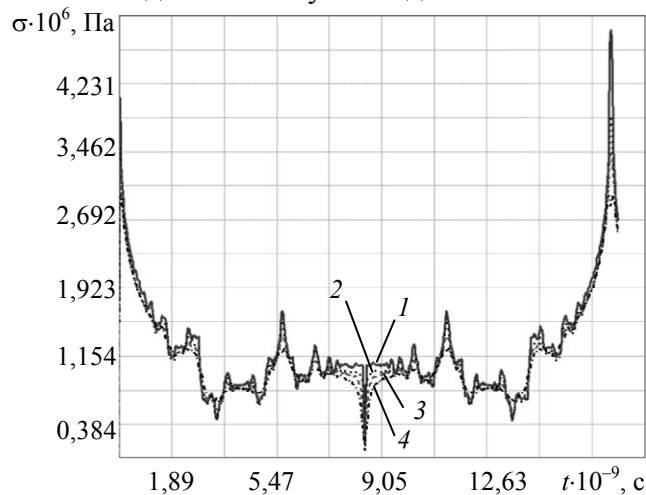


Рис. 3

На рис. 4 показано распределение интенсивности напряжений по верхней поверхности заготовки в момент времени достижения ею наибольшего значения в центре области лазерного воздействия.

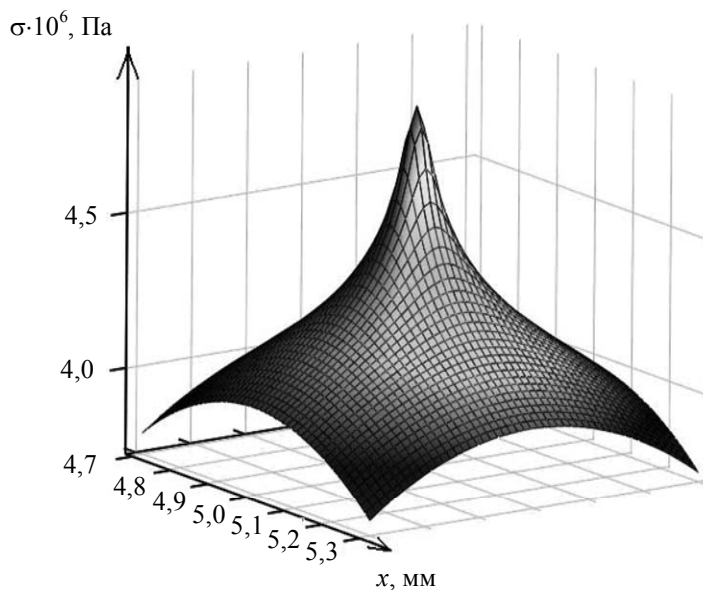


Рис. 4

**Заключение.** Основными параметрами, влияющими на напряженное состояние заготовки при пикосекундном лазерном воздействии, являются длительность импульса и заложенная в него мощность излучения, определяющие объем и скорость выноса вещества из зоны обработки, число и частота следования импульсов в пакете. Во всех приведенных графических результатах численного исследования значения интенсивности напряжений существенно меньше пределов прочности стеклоглериода СУ-2000 на сжатие, растяжение и изгиб. Выбор для графической визуализации именно таких параметров лазерного воздействия позволяет продемонстрировать возможность подбора достаточно просто реализуемых на практике технологических режимов лазерной микрообработки стеклоглериода, не нарушающих его целостность в зоне обработки и за ее пределами.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (заявка 14-12-00395) и Минобрнауки РФ (14.В37.21.0746) на оборудовании Поволжского ЦКП „Лазерные и оптические технологии“.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кононенко Т. В., Конов В. И., Гарнов С. В. и др. Сравнительное исследование абляции материалов фемтосекундными и пико/наносекундными лазерными импульсами // Квантовая электроника. 1999. № 28(8). С. 167—172.
2. Sokolova T. N., Popov I. A., Chebotarevsky Y. V., Surmenko E. I. et al. Ultrafast Laser Processing of Glass-Carbon for its Application in Field-Emission Cathodes // Intern. Symp. “Fundamentals of Laser Assisted Micro- and Nanotechnologies”. St. Peterburg, 2013. P. 64.
3. Чеботаревский Ю. В. Построение расчетной модели для исследования напряженного состояния хрупких неметаллических материалов при локальном нагреве с учетом появления пластических деформаций // Межвуз. науч. сб. „Механика деформированных сред“. Саратов: СГТУ, 1985. Вып. 9. С. 49—57.
4. Самуль В. И. Основы теории упругости и пластичности: Учеб. пособие. М.: Высш. школа, 1982. 264 с.

#### Сведения об авторах

**Татьяна Николаевна Соколова**

— канд. техн. наук; Саратовский государственный технический университет им. Ю. А. Гагарина, УИЛ ЛТТ; заведующая лабораторией; НПФ „Прибор-Т“; E-mail: sokolova@pribor-t.ru

**Елена Львовна Сурменко**

— канд. физ.-мат. наук, доцент; Саратовский государственный технический университет им. Ю. А. Гагарина, УИЛ ЛТТ, кафедра сварки и металлургии; ведущий электроник; E-mail: surmenko@yandex.ru

**Иван Андреевич Попов**

— Саратовский государственный технический университет; НПФ „Прибор-Т“; инженер; E-mail: antaresrock@yandex.ru

**Юрий Викторович Чеботаревский**

— д-р техн. наук, профессор; Саратовский государственный технический университет им. Ю. А. Гагарина, кафедра прикладной математики и системного анализа; E-mail: uvich@sstu.ru

Рекомендована  
Программным комитетом  
симпозиума

Поступила в редакцию  
14.12.13 г.