

05;07;12

## Экспериментальное моделирование и теоретический анализ термодетформации пластин диэлектрических материалов при субмикросекундных длительностях радиационного нагрева

© Н.В. Вовненко, Б.А. Зимин, Ю.В. Судьенков

Санкт-Петербургский государственный университет,  
198504 Петергоф, Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: vovnenko@list.ru

(Поступило в Редакцию 7 июня 2010 г. В окончательной редакции 11 ноября 2010 г.)

Представлены результаты исследований формирования деформаций изгиба пластин диэлектриков при воздействии объемных и поверхностных источников термонапряжений субмикросекундной длительности. Воздействие таких источников моделировалось при лазерном облучении пластин цветных стекол с различными коэффициентами оптического поглощения. Такая методика моделирования термомеханических процессов радиационного воздействия на диэлектрические материалы позволила получить качественную и количественную картину различия термоупругой реакции пластин на действие импульсных источников термонапряжений с различными пространственными параметрами. Показано, что для объемных источников термонапряжений процесс термодетформации пластин из диэлектрических материалов представляется собой совокупность квазигармонических волновых процессов растяжения–сжатия и протекающего одновременно квазистатического прогиба пластины. При воздействии поверхностных источников термонапряжений субмикросекундной длительности механизм деформации пластин складывается из термодетформации тонкого поверхностного слоя и импульсного волнового процесса, приводящего к изгибу пластины в процессе реверберации импульсов между поверхностями пластины. Представленные приближенные модели анализа термодетформаций при импульсных тепловых возмущениях позволяют прогнозировать величины изгиба в зависимости от дозы поглощенной энергии при воздействии как объемных, так и поверхностных источников термонапряжений.

Для импульсных радиационных воздействий на материалы или элементы конструкций в широком диапазоне изменения их природы и характеристик наиболее характерными являются термомеханические явления, обусловленные термализацией зоны энерговклада, возникновением тепловых полей и напряжений, определяющих термодиффузионные процессы, эволюцию структуры, а также возможность разрушения. В этой связи существенный научный и практический интерес представляют исследования процессов формирования деформаций изгиба, определяющих параметры колебательных и волновых процессов, формирующихся в пластинках в зависимости от тех или иных граничных условий закрепления.

Лазерные источники являются наиболее гибким инструментом для моделирования и исследования динамики термомеханических явлений в лабораторных условиях. Выбрав для этих целей диэлектрические материалы с одинаковыми упругими и тепловыми свойствами, но различными коэффициентами оптического поглощения, например цветные стекла, можно исследовать термомеханические процессы, характерные как для поверхностных, так и объемных тепловых источников.

### Экспериментальные методы и результаты

В экспериментах в качестве модельных образцов были выбраны цветные светофильтры с различными коэф-

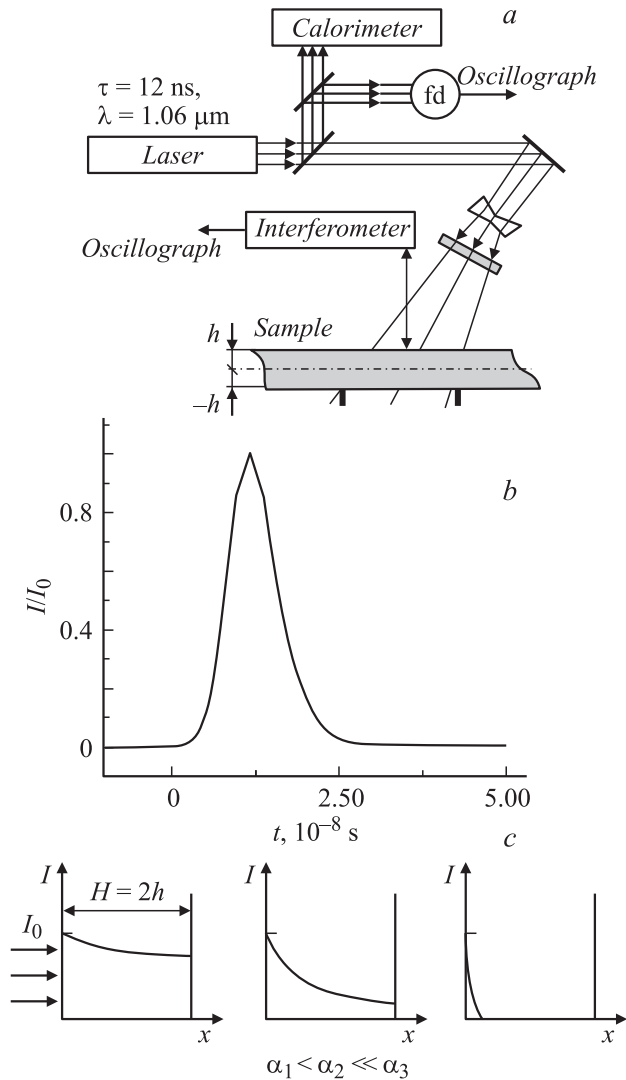
фициентами оптического поглощения для  $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$  (табл. 1). Воздействие осуществлялось лазером на YAG-Nd с  $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ ,  $E \approx 25 \text{ mJ/cm}^2$  и длительностью излучения  $t_{0.5} = 12 \text{ ns}$ .

На рис. 1 приведена схема эксперимента (а), временной профиль импульса излучения (б) и распределение интенсивности лазерного излучения по глубине образцов в зависимости от коэффициента оптического поглощения (с).

Смещение поверхности образцов в центре зоны лазерного воздействия регистрировалось лазерным интерферометром Майкельсона с фотоэлектронным счетом полос и стабилизацией рабочей точки. Чувствитель-

**Таблица 1.** Коэффициенты оптического поглощения и марки исследуемых образцов цветных стекол

Марка	$\alpha, \text{cm}^{-1}$
СС-9	0.5
ОС-5	1.05
ЖЗС-4	1.55
ФС-6	3.2
СЗС-17	4.0
ФС-7	6.4
СЗС-15	7.25
ФС-1	11.7
СЗС-5	14.5
СЗС-22	200



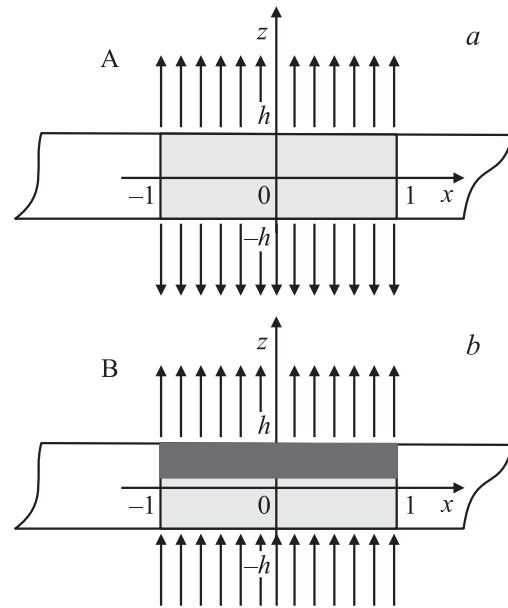
**Рис. 1.** *a* — схема эксперимента; *b* — временной профиль импульса излучения, *c* — распределение интенсивности лазерного излучения по глубине образцов в зависимости от коэффициента оптического поглощения.

ность интерферометра была  $\leq 1$  nm при временном разрешении  $\leq 3$  ns. Измерялось смещение облучаемой поверхности образцов с размерами  $(2-6) \times 40 \times 40$  mm в центре зоны облучения диаметром  $\sim 12$  mm, равной диаметру опоры.

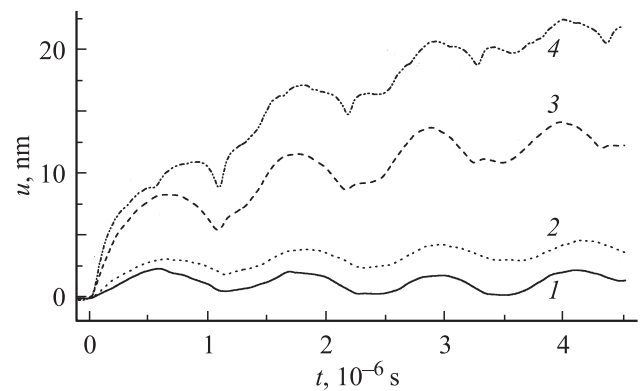
Очевидно, что при быстром равномерном прогреве объема в пластине будут возникать колебания растяжения-сжатия, обусловленные тепловым расширением нагретого объема и упругой реакцией материала пластины, в то же время при наличии неравномерного нагрева толщины пластин градиент внутренних напряжений будет приводить к их изгибу. Так как поглощение радиационного излучения, и в частности лазерного, в сплошных средах подчиняется закону Бугера  $I = I_0 \exp(-\alpha z)$  (рис. 1, *c*), то при таких воздействиях динамика термоупругой реакции пластин из поглощающих материалов будет определяться совокупностью

колебаний растяжения-сжатия и деформацией изгиба. На рис. 2 приведена схема действия эквивалентных нагрузок на пластину при равномерном (рис. 2, *a*) и неравномерном распределении температуры по толщине пластины (рис. 2, *b*).

На рис. 3 представлены временные зависимости перемещения облучаемых поверхностей стекол с различным коэффициентом поглощения. Для образца с малым коэффициентом поглощения (СС-9,  $\alpha = 0.5$   $\text{cm}^{-1}$ ), т.е. при почти равномерном прогреве образца, перемещение определяется практически только процессом растяжения-сжатия с периодом основной моды колебаний  $t_p = 2H/c_l$ , где  $H$  — толщина образца,  $c_l$  — продольная скорость звука. С увеличением  $\alpha$  (ФС-6,  $\alpha = 3.2$   $\text{cm}^{-1}$ ) становится заметен вклад изгиба пластин



**Рис. 2.** *a* — схема эквивалентных нагрузок на пластину при равномерном, *b* — неравномерном распределении температуры по толщине пластины.



**Рис. 3.** Зависимости перемещения облучаемой поверхности от времени для образцов с различным коэффициентом поглощения: 1 — СС-9 ( $\alpha = 0.5$   $\text{cm}^{-1}$ ); 2 — ФС-6 ( $\alpha = 3.2$   $\text{cm}^{-1}$ ); 3 — СЗС-15 ( $7.2$   $\text{cm}^{-1}$ ); 4 — СЗС-5 ( $14.5$   $\text{cm}^{-1}$ ).

навстречу лазерному лучу. Толщина образцов для представленных на рис. 3 зависимостей равнялась 3 mm.

Приведенные на рис. 4 результаты демонстрируют связь периода колебаний с толщиной образца и увеличение изгиба с уменьшением толщины.

Следует отметить, что с ростом поглощения существенно изменяется спектр колебаний растяжение–сжатие, что обусловлено возрастающей неравномерностью нагрева пластины, определяющей неравномерность механических напряжений, и соответственно увеличением вклада волн различных поляризации в процесс перемещения поверхности. Эти изменения и характеризуют переход от объемного теплового источника напряжений к поверхностному.

На рис. 5, *a* представлены зависимости перемещения поверхности для образцов с большими значениями  $\alpha$  и при значительно большем времени регистрации процесса движения, а на рис. 5, *b* — увеличенный фрагмент этих зависимостей.

Наблюдается существенное изменение характера процесса движения облучаемой поверхности с увеличением коэффициента поглощения от значения  $\alpha = 14.5$  к  $200 \text{ cm}^{-1}$ . Квазигармонические колебания на основной моде вырождаются в реверберацию коротких импульсов напряжений с тем же периодом  $t_p = 2H/c_l$ , а процесс изгиба начинается только после прихода отраженного от свободной поверхности импульса напряжения (рис. 5, *b*). Начальное движение поверхности (выделено жирным пунктиром на рис. 5, *b*) обусловлено термодетформацией прогретого тонкого слоя с толщиной  $\delta \approx 1/\alpha = 50 \mu\text{m}$ .

Таким образом, экспериментальные результаты показывают, что деформации пластин при действии объемных источников термонапряжений субмикросекундной длительности ( $\alpha H < 1$ ) складываются из квазигармонической реакции растяжение–сжатие и квазистатического изгиба, начинающегося одновременно с действием источника.

Деформация пластин при действии поверхностных источников термонапряжений ( $\alpha H \gg 1$ ) вначале определяется термодетформацией тонкого поверхностного слоя

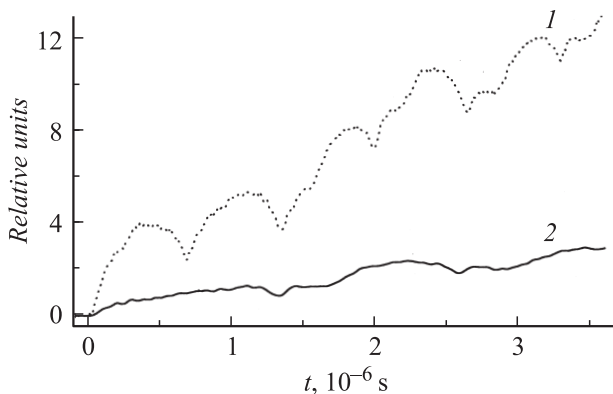


Рис. 4. Зависимости перемещения поверхности от времени для образцов с различной толщиной, но одинаковым коэффициентом поглощения  $\alpha = 7.2 \text{ cm}^{-1}$ : 1 —  $h = 1.9$ ; 2 — 3.8 mm.

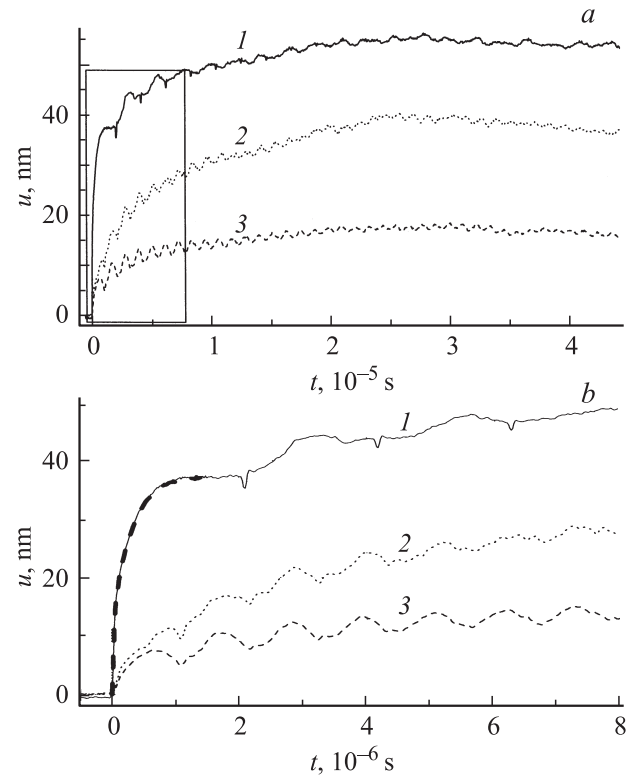


Рис. 5. *a* — зависимости перемещения облучаемых поверхностей стекол от времени: 1 — СЗС-22 ( $\alpha = 200 \text{ cm}^{-1}$ ); 2 — СЗС-5 ( $14.5 \text{ cm}^{-1}$ ); 3 — СЗС-15 ( $7.2 \text{ cm}^{-1}$ ); *b* — увеличенный фрагмент зависимости.

( $\delta \approx 1/\alpha$ ), а в дальнейшем — импульсным волновым процессом, приводящим, в конечном итоге, к изгибу пластины.

Теоретический анализ полученных экспериментальных результатов может быть весьма полезен для получения адекватных оценок термодетформаций как оптических элементов, так и элементов конструкций и микроэлектроники, подверженных импульсному радиационному воздействию.

### Анализ деформации пластин при действии объемных источников тепла

Известно, что термомеханические процессы в материалах при воздействии потоков энергии, в частности лазерного излучения, описываются системой уравнений теории упругости и уравнением теплопроводности [1,2]:

$$L \mathbf{u} = (3\lambda + 2\mu)\alpha_T \nabla T + \rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \chi \nabla^2 T + \frac{A_0 f(t) e^{-\alpha z}}{t_0}, \quad (2)$$

где  $\lambda, \mu$  — константы Ламе,  $\rho$  — плотность,  $\chi$  — коэффициент температуропроводности,  $\alpha$  — коэффициент оптического поглощения (для данного материала

величина постоянная),  $u$  — вектор перемещения,  $T$  — температура,  $A_0 = \alpha I_0 / \rho c_p$ ,  $t_0$  — время длительности импульса,  $I_0$  — поглощенная часть интенсивности лазерного импульса, его зависимость от времени описывается функцией  $f(t)$ ,  $c_p$  — удельная теплоемкость материала при постоянном давлении,  $\alpha_T$  — температурный коэффициент линейного расширения,  $\nabla^2$  — оператор Лапласа,  $L$  — оператор Ламе [2].

Однако точное решение системы уравнений динамической термоупругости существует только для очень немногих простых задач в одномерной постановке [2–4], в этой связи анализ конкретных задач требует выбора разумного приближения и сравнения полученных решений с экспериментальными данными.

Для анализа результатов проведенных экспериментов будем рассматривать осесимметричную задачу для пластины толщиной  $H = 2h$ , малой по сравнению с радиусом облучения ( $2h/R \approx 0.1$ ), свободно опертой по контуру облучения, диаметр которого существенно меньше размеров пластины.

Отметим также, что при временах наблюдения, меньших прихода в точку измерения волн с боковых граней пластины, их влиянием можно пренебречь.

Перейдем в уравнении (2) к безразмерным цилиндрическим  $(r, \theta, z)$  координатам

$$\eta = \frac{r}{R}, \quad \xi = \frac{z}{h}, \quad \tau = \frac{t}{t_0}.$$

Срединная плоскость пластины  $z = 0$ . Учитывая, что температура  $T$  не зависит от угла  $\theta$ , запишем:

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = \frac{t_0 \chi}{h^2} \left( \frac{h^2}{R^2} \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} + \frac{h^2}{R^2} \frac{1}{\eta} \frac{\partial}{\partial \eta} + \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} \right) T + A_0 f(\tau) e^{\alpha h (\xi - 1)}. \quad (3)$$

Решение уравнения (3) ищем в виде  $T = g(\tau) e^{\alpha h (\xi - 1)}$  и с учетом малости значения  $(h/R)^2$  получим для  $g(\tau)$  уравнение:

$$\frac{dg}{d\tau} = \chi \alpha^2 t_0 g(\tau) + A_0 f(\tau). \quad (4)$$

Для стекол с малым значением коэффициента оптического поглощения ( $\alpha h < 1$ )  $\chi \alpha^2 t_0 \ll 1$  — малый параметр ( $\chi < 0.01 \text{ cm}^2/\text{s}$ ,  $\alpha \approx 0.5 - 14 \text{ cm}^{-1}$ ,  $t_0 = 2 \cdot 10^{-8} \text{ s}$ ), вследствие этого из (4) получим:

$$g(\tau) = A_0 \int_0^\tau f(t) dt. \quad (5)$$

Тогда для изменения температуры и значений температур на поверхностях пластины получаем:

$$T(z, t) = A_0 g(\tau) e^{\alpha(z-h)}; \quad T_{\xi=1}^+ = A_0 g(\tau); \\ T_{\xi=-1}^- = A_0 g(\tau) e^{-2\alpha h}. \quad (6)$$

Вследствие того что силовая и температурная деформации рассматриваются как независимые, на поверхностях пластины можно записать:

$$z = h \quad \sigma_z^+ = (3\lambda + 2\mu) \alpha_T T^+, \\ z = -h \quad \sigma_z^- = (3\lambda + 2\mu) \alpha_T T^-. \quad (7)$$

Далее, используя разложение нагрузки на симметричную и кососимметричную части и введя

$$\sigma_1 = \frac{1}{2} (\sigma_z^+ - \sigma_z^-) \text{ и } \sigma_2 = \frac{1}{2} (\sigma_z^+ + \sigma_z^-),$$

решение уравнения (1) с условием (7) можно представить в виде суммы решений двух задач — А и В (рис. 2)

А:  $z = \pm h \quad \sigma_z = \sigma_2$  — задача растяжения-сжатия слоя, (8а)

В:  $z = \pm h \quad \sigma_z = \pm \sigma_1$  — задача изгиба. (8б)

Для нахождения решения задачи А запишем проекцию уравнения (1) на ось  $z$  в цилиндрической системе координат  $(r, \theta, z)$ :

$$\mu \nabla^2 u_z + (\lambda + \mu) \frac{\partial}{\partial z} \left[ \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial r} (r u_r) + \frac{1}{2} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right] = \rho \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} + (3\lambda + 2\mu) \alpha_T \frac{\partial T}{\partial z}, \quad (9)$$

где  $u_r, u_\theta, u_z$  — перемещения по соответствующим координатам.

С учетом осесимметрии задачи ( $\partial u_\theta / \partial \theta = 0$ ), пренебрегая влиянием перемещения в радиальном направлении и принимая во внимание, что измерение перемещений производится в центре поверхности пластины, для задачи А получим уравнение:

$$\frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} - \frac{1}{c_L^2} \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} = \beta \frac{\partial T}{\partial z}, \quad (10)$$

где

$$\beta = \frac{3\lambda + 2\mu}{2\mu + \lambda} \alpha_T, \quad c_L^2 = \frac{\lambda + 2\mu}{\rho}$$

— скорость продольной волны.

Для объемных тепловых источников, т.е. малых значений  $\alpha h \ll 1$ , выражение (6) для  $T(z, t)$  упрощается и значения температур поверхностей будут равны:

$$T^+ = A_0 g(\tau) e^{-\alpha h} (1 + \alpha h), \\ T^- = A_0 g(\tau) e^{-\alpha h} (1 - \alpha h). \quad (11)$$

Вследствие симметричности задачи А и учитывая, что смещение срединной поверхности отсутствует ( $u|_{z=0} = 0$ ), граничные условия для уравнения (10) запишутся в виде:

$$z = \pm h \quad \sigma_z = (\lambda + 2\mu) \frac{\partial u}{\partial z} - (3\lambda + 2\mu) \alpha_T A_0 g(\tau) e^{-\alpha h} = 0. \quad (12)$$

Решение уравнения (10) с граничными условиями (12) можно искать в виде разложения в ряд Фурье по собственным функциям  $X_n(z)$  соответствующей задачи Штурма–Лиувилля [5]:

$$u = \sum_{n=1}^{\infty} X_n(z)(A_n \cos \omega_n t + B_n \sin \omega_n t) + v_s, \quad (13)$$

где  $\omega_n = \pi n c_L / 4h$  — частоты колебаний,  $v_s$  — квазистатическое перемещение поверхности, несущественное для регистрации динамического поля перемещений.

Анализ рис. 3 показывает, что основной вклад в измеренное перемещение поверхности при малых коэффициентах поглощения дает основная мода колебаний:

$$\omega_1 = \frac{\pi c_L}{4h}.$$

Задача В — задача симметричного изгиба. Динамика изгиба пластин описывается уравнением [2]:

$$D \nabla^2 \nabla^2 W + \rho 2h \frac{\partial^2 W}{\partial t^2} = q - (1 + \nu) \alpha D \nabla^2 \psi, \quad (14)$$

где  $W$  — величина изгиба,

$$D = \frac{E(2h)^3}{12(1 - \nu^2)}$$

— цилиндрическая жесткость,  $\nu$  — коэффициент Пуассона,

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r},$$

$q$  — внешняя нагрузка,  $\psi$  — определяется как [2]

$$\psi = \frac{12}{(2h)^3} \int_{-h}^h z T(r, z, t) dz.$$

Так как  $\psi$  от  $r$  не зависит, то  $\nabla^2 \psi = 0$ . Внешняя нагрузка  $q$  для задачи В рассчитывается исходя из (8б) и (10):

$$q = (3\lambda + 2\mu) \alpha_T A_0 g(t) e^{-\alpha h} \alpha h. \quad (15)$$

Граничные условия для свободно опертой пластинки:

$$W|_{r=R} = 0 \quad M_r|_{r=R} = 0, \quad (16)$$

где  $R$  — радиус опирания,  $M_r$  — изгибающий момент в направлении  $r$ .

Представим величину изгиба  $W$  в виде суммы квазистатической  $W_s$  и динамической составляющей  $W_d$  [3]:

$$W = W_s + W_d. \quad (17)$$

$W_s$  удовлетворяет граничным условиям (16) и уравнению:

$$D \nabla^2 \nabla^2 W_s = q. \quad (18)$$

Для динамической составляющей  $W_d$  из (14), (15) и условия  $\nabla^2 \psi = 0$  получим уравнение:

$$\nabla^2 \nabla^2 W_d + \frac{\rho 2h}{D} \frac{\partial^2 W_d}{\partial t^2} = -\frac{\rho 2h}{D} \frac{\partial^2 W_s}{\partial t^2}. \quad (19)$$

**Таблица 2.** Экспериментальные и расчетные значения смещения поверхности для образцов с различными коэффициентами оптического поглощения

$\alpha, \text{cm}^{-1}$	1.5	3.2	4.0	7.2	14.5
$W_{\text{max}}, \text{nm}$ Эксперимент	2.5	4.9	6.0	9.0	13.9
$W_{\text{max}}, \text{nm}$ Расчет	2.5	4.5	5.5	9.5	15.5

$W_d$  удовлетворяет однородным краевым условиям:

$$W_d|_{r=R} = 0 \quad M_r|_{r=R} = 0. \quad (20)$$

Для квазистатического перемещения  $\partial^2 W_s / \partial t^2 = 0$ . С учетом этого из уравнения (19) и однородных краевых условий следует, что динамический изгиб равен нулю ( $W_d = 0$ ). Решение уравнения (18) при краевых условиях (16) имеет вид [6]:

$$W_s = \frac{q(R^2 - r^2)}{64D} \left( \frac{5 + \nu}{1 + \nu} R^2 - r^2 \right). \quad (21)$$

Величина изгиба в центре области нагрева (при  $r = 0$ ) будет равна

$$W_{s(\text{max})} = \frac{qR^4}{64D} \left( \frac{5 + \nu}{1 + \nu} \right), \quad (22)$$

где  $q$  определяется из (15).

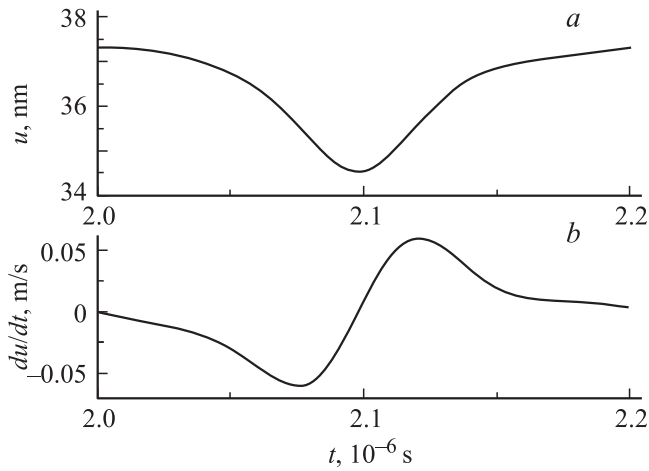
В табл. 2 представлено сравнение результатов расчета по (22) с результатами измерений. Наблюдается достаточно хорошее соответствие результатов.

Таким образом, предложенная модель описания деформации пластин из нетеплопроводящих материалов под действием импульсных объемных источников термонапряжений удовлетворительно описывает результаты экспериментов.

### Анализ деформации пластин при действии поверхностных источников тепла

При больших коэффициентах оптического поглощения, когда размер области действия теплового источника много меньше толщины пластины и время его действия существенно меньше времени пробега упругой волны по толщине, ситуация может быть описана решением плоской динамической задачи термоупругости для полупространства, но только до момента прихода упругой волны к не облучаемой поверхности пластины.

При выходе импульса напряжений на тыльную поверхность пластины на границах области возмущения начинают действовать изгибные моменты [7], обусловленные граничными условиями опирания и увеличивающимся, при каждом переотражении импульса (рис. 5), вкладом сдвиговых волн. В этой связи получение точного



**Рис. 6.** *a* — фрагмент зависимости перемещения облучаемой поверхности образца СЗС-22; *b* — соответствующая ей зависимость скорости смещения поверхности.

решения изгиба пластин при действии поверхностных источников термонапряжений представляет весьма существенные трудности.

Однако с позиций законов сохранения можно утверждать, что подавляющая часть энергии термически возбужденной упругой волны напряжений в конечном итоге будет преобразована в энергию изгиба пластины.

Запишем закон сохранения энергии в виде

$$V_p = U_p, \quad (23)$$

где  $V_p$  — энергия изгиба пластины,  $U_p$  — энергия упругой волны, возбуждаемой поверхностным источником в объеме пластины, и далее, исходя из закона сохранения, оценим прогиб пластин, наблюдаемый в эксперименте.

Энергия изгиба пластины в цилиндрических координатах может быть записана в виде [6]:

$$V_p = \frac{D}{2} \int_0^{2\pi} \int_0^R \left[ \left( \frac{\partial^2 W}{\partial r^2} \right)^2 + \frac{1}{r^2} \left( \frac{\partial W}{\partial r} \right)^2 + \frac{2\nu}{r} \left( \frac{\partial W}{\partial r} \right) \left( \frac{\partial^2 W}{\partial r^2} \right) \right] r dr d\varphi, \quad (24)$$

где  $W$  — величина изгиба,  $D = \frac{EH^3}{12(1-\nu^2)}$  — изгибная жесткость,  $E$  — модуль Юнга материала,  $\nu$  — коэффициент Пуассона,  $H$  — толщина пластины.

Для пластины с опиранием по радиусу  $R$  величина изгиба равна [6]:

$$W = \frac{b(R^2 - r^2)}{64D} \left[ \frac{5 + \nu}{1 + \nu} R^2 - r^2 \right], \quad (25)$$

где  $b$  — неопределенный множитель. Вычислив (24), получим для энергии изгиба:

$$V_p = \frac{\pi b^2 R^6}{16^2 D} \frac{2}{3} \frac{(7 + \nu)}{1 + \nu}. \quad (26)$$

Используя закон сохранения (23), а также (25), (26), для расчета величины изгиба в центре пластины  $r = 0$  получим:

$$W = \frac{R}{4} \left( \frac{5 + \nu}{1 + \nu} \right) \sqrt{\frac{3U_p(1 + \nu)}{2\pi(7 + \nu)D}}. \quad (27)$$

На рис. 6, *a* представлен фрагмент зависимости смещения облучаемой поверхности образца СЗС-22 (рис. 5, *b*), соответствующий приходу упругого импульса отраженного от тыльной поверхности пластины, а на рис. 6, *b* — соответствующий импульс скорости смещения поверхности.

В пренебрежении затуханием в стекле параметры этого импульса можно принять за исходные в процессе формирования изгиба. Отметим также, что параметры упругого импульса, возбуждаемого лазерным излучением в диэлектриках, могут быть рассчитаны по соотношениям, представленным в работах [1,8].

Тогда для энергии  $U_p$  плоской упругой волны площадью  $S$ , в приближении синусоидальной формы импульса (рис. 6, *b*), можно записать в виде [9]:

$$U_p = \frac{1}{2} \rho c_L t_p S \left[ \frac{1}{4} \left( \frac{\partial u}{\partial t} \right)_0^2 \right], \quad (28)$$

где  $(\partial u / \partial t)_0$  — амплитуда скорости смещения поверхности.

Расчет прогиба в центре пластины по (27), (28), с учетом данных для образца СЗС-22 ( $E = 64$  GPa,  $\rho = 2.4 \cdot 10^3$  kg · m<sup>3</sup>,  $c_L = 5.8 \cdot 10^3$  m/s,  $\nu = 0.28$ ,  $R = 0.006$  m,  $H = 0.006$  m и  $(\partial u / \partial t)_0 = 0.061$  m/s), дает значение  $W \approx 19.5$  nm. В эксперименте значение изгиба составляет  $-18$  nm (рис. 5), т.е. наблюдается весьма хорошее соответствие оценки, полученной из закона сохранения и экспериментальных данных.

## Заключение

Таким образом, лазерная методика моделирования термомеханических процессов радиационного воздействия на диэлектрические материалы позволяет получить качественную и количественную картину различия термоупругой реакции пластин на действия импульсных источников термонапряжений с различными пространственными параметрами.

Показано, что для объемных источников термонапряжений процесс термомодеформации пластин из диэлектрических материалов представляет собой совокупность квазигармонических волновых процессов растяжения — сжатия и протекающего одновременно квазистатического изгиба пластины.

При воздействии поверхностных источников термонапряжений ( $h/\delta \gg 1$ ) субмикросекундной длительности механизм деформации пластин складывается из термомодеформации тонкого поверхностного слоя ( $\delta \approx 1/\alpha$ ) и импульсного волнового процесса, приводящего к изгибу

пластины в результате реверберации импульсов между поверхностями пластины.

Представленные приближенные модели анализа термомодиформаций при импульсных тепловых возмущениях позволяют прогнозировать величины изгиба в зависимости от дозы поглощенной энергии при воздействии как объемных, так и поверхностных источников термонапряжений.

## Список литературы

- [1] *Гусев В.Э., Карабутов А.А.* Лазерная оптоакустика. М.: Наука, 1991. 304 с.
- [2] *Паркус Г.* Неустановившиеся температурные напряжения. М.: Гос. изд. физ.-мат., 1963. 252 с.
- [3] *Коваленко А.Д.* Термоупругость. Киев: Вища школа, 1975. 216 с.
- [4] *Данилевская В.И.* // ПММ. 1950. Т. XIV. 316 с.
- [5] *Ладыженская О.А.* Краевые задачи математической физики. М.: Наука, 1973. 407 с.
- [6] *Тимошенко С.П.* Пластины и оболочки. М.: Гостехиздат, 1948. 460 с.
- [7] *Орлов А.М., Скворцов А.А., Литвиненко О.В.* // ЖТФ. 2003. Т. 73. Вып. 6. с. 76.
- [8] *Вовненко Н.В., Зимин Б.А., Судьенков Ю.В.* // Вестн. СПбГУ. 2008. Сер. 1. Вып. 4. С. 110.
- [9] *Бабешко В.А., Глушков Е.В., Зинченко Ж.Ф.* Динамика неоднородных линейно-упругих сред. М.: Наука, 1989. 343 с.