

УДК 621.373.8

## Оптимизация процесса лазерного термораскалывания приборных пластин

В. С. Кондратенко, В. Е. Борисовский, А. С. Наумов

*Теоретически и экспериментально исследовано влияние края пластины на параметры лазерного управляемого термораскалывания приборных пластин. Решена задача термоупругости пластины при температурной неоднородности вблизи края пластины. Показано, что существенные дополнительные термонапряжения возникают даже при несущественном искажении симметрии в распределении температуры при лазерном управляемом термораскалывании пластины.*

PACS: 89.20.Bb

*Ключевые слова:* термонапряжение, лазерное управляемое термораскалывание, тонкая пластина, лазерный пучок.

### Введение

Лазерное управляемое термораскалывание (ЛУТ) — сравнительно новое направление техники разделения пластин хрупких материалов на чипы или детали. Достоинство метода — отсутствие абразивных материалов и отходов, совместимость с условиями вакуумной гигиены, характерной для производства электронной и оптоэлектронной техники, высокая производительность, точность и управляемость, о чем свидетельствуют многочисленные научно-технические и патентные публикации и массовый выпуск соответствующего оборудования [1—6].

Налицо перспективы применения метода в производстве деталей и сборочных единиц фотоприемников, а именно, чипов фоточувствительных кристаллов, заготовок для фильтров, входных окон, сапфировых и кварцевых подложек. Имеются предпосылки к развитию этого метода для применения в производстве матричных фотоприемников как средство утончения фоточувствительных кристаллов, стыкуемых по методу ФЛИП-ЧИП с мультиплексором.

Сущность метода ЛУТ схематично представлена на рис. 1. При облучении поверхности хрупкого материала лазерным излучением 1 с длиной волны, для которого материал является непрозрачным, часть энергии отражается от границы "воздух—

материал", а остальная часть поглощается и выделяется в виде тепловой энергии в приповерхностном слое материала. При выходе нагретого участка из зоны воздействия лазерного излучения начинается охлаждение поверхностных слоев материала. При подаче хладагента 2 вслед за лазерным пучком происходит резкое локальное охлаждение поверхности материала по линии реза. Создаваемый градиент температур обеспечивает появление напряжений растяжения, которые и приводят к продвижению микротрещины 3.

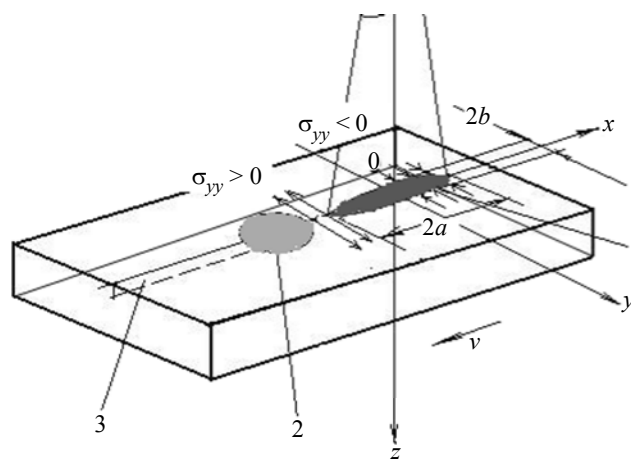


Рис. 1. Схема процесса лазерного управляемого термораскалывания

При резке тонких пластин с помощью термораскалывания не по середине пластины линия реза отклоняется относительно траектории движения лазерного пучка с образованием некоторого прогиба в сторону короткой части пластины [7]. Это связано с асимметричным распределением температурных полей и полей термоупругих напряжений из-за влияния свободного края пластины.

Цель данной работы — теоретически и экспериментально оценить степень влияния края при

Кондратенко Владимир Степанович, зав. кафедрой.

Борисовский Владимир Евгеньевич, доцент.

Наумов Александр Сергеевич, докторант.

Московский государственный университет приборостроения и информатики (МГУПИ).

Россия, 107846, Москва, ул. Стромбынка, 20.

Тел. (499) 269-46-66. E-mail: vsk1950@mail.ru

Статья поступила в редакцию 15 августа 2011 г.

© Кондратенко В. С., Борисовский В. Е., Наумов А. С., 2012

термораскалывании тонких пластин и предложить методы компенсации негативных явлений.

### Экспериментальные данные

Для качественного разделения пластины, как уже было сказано, необходимо обеспечить симметрию усилий по отношению к плоскости разделения. Это можно достичь, если термораскалывание осуществлять по линии симметрии пластины.

В этом случае линия разделения не имеет отклонения от линии движения лазерного пучка. Однако по мере приближения линии разделения к боковой границе пластины происходит увеличение отклонения разделяющей трещины от прямолинейного скола. В случае фокусировки лазерного излучения в круглое пятно эта зависимость проявляется более сильно и в меньшей степени при применении эллиптического пучка.

На рис. 2 приведены экспериментальные данные, полученные при термораскалывании стеклянной пластины толщиной 2 мм. Величина отклонения уменьшается с увеличением скорости реза и расстояния до края стекла, однако увеличивается для более тонкого стекла. Эти выводы подтверждены данными из приведенной таблицы.

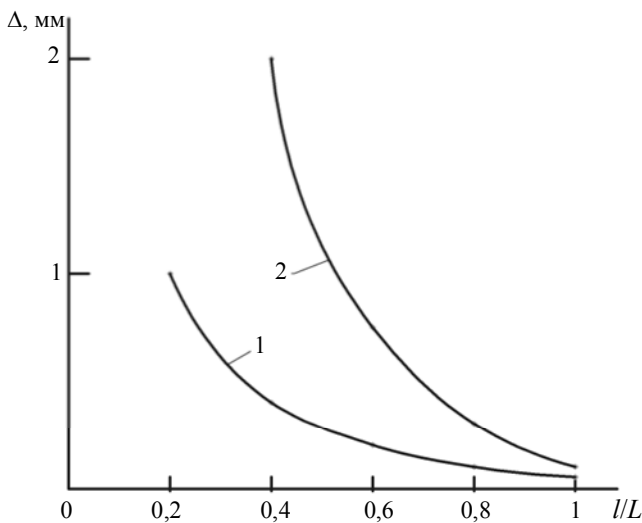


Рис. 2. Зависимость величины отклонения  $\Delta$  линии реза от ее смещения относительно края пластины  $l/L$  для круглого 1 и эллиптического 2 лазерного пучка

### Режимы лазерного термораскалывания и величина отклонения линии реза тонких пластин от траектории перемещения лазерного пучка

Толщина стекла, мм	Плотность мощности излучения, Вт/мм <sup>2</sup>	Скорость резки, мм/с	Отклонение линии реза, мкм
0,12	4—5,5	250—260	30—40
0,17	4—5,5	200—210	18—30
0,27	4—5,5	160—180	20—25

### Математическая модель

Рассмотрим математическую модель термораскалывания вблизи края пластины, оставаясь в рамках теории упругости. Квазистатическая задача термоупругости в отсутствие объемных сил заключается, следуя [8], в решении уравнений равновесия и уравнений совместности с учетом граничных условий на поверхности тела.

Для полуплоскости  $y \geq 0$  для заданного распределения температуры  $T = T(x, y, t)$  (расчет температурного распределения рассмотрен в [9]) уравнения равновесия запишутся в следующем виде:

$$\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} = 0. \quad (2)$$

Соответственно, уравнения совместности имеют вид:

$$\Delta \sigma_{xx} + \frac{1}{1+\nu} \frac{\partial^2 (\sigma_{xx} + \sigma_{yy})}{\partial x^2} + \frac{\alpha_T E}{1-\nu} \Delta T + \frac{\alpha_T E}{1+\nu} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = 0, \quad (3)$$

$$\Delta \sigma_{xy} + \frac{1}{1+\nu} \frac{\partial^2 (\sigma_{xx} + \sigma_{yy})}{\partial x \partial y} + \frac{\alpha_T E}{1+\nu} \frac{\partial^2 T}{\partial x \partial y} = 0, \quad (4)$$

$$\Delta \sigma_{yy} + \frac{1}{1+\nu} \frac{\partial^2 (\sigma_{xx} + \sigma_{yy})}{\partial y^2} + \frac{\alpha_T E}{1-\nu} \Delta T + \frac{\alpha_T E}{1+\nu} \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = 0 \quad (5)$$

и граничные условия на границе  $y = 0$

$$\begin{aligned} \sigma_{yy}(x, 0) &= 0, \\ \sigma_{xy}(x, 0) &= 0. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь использованы следующие обозначения:  
 $\alpha_T$  — коэффициент термического расширения;  
 $E$  — модуль упругости (модуль Юнга);  
 $\nu$  — коэффициент Пуассона;  
 $\sigma_{ij}$  — тензор напряжений;  
 $T(x, y, t)$  — распределение температуры в рассматриваемом материале, причем для задачи упругости время  $t$  является параметром, а не переменной.

Определим функцию напряжений  $F(x, y)$  соотношениями:

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} = \sigma_{yy}; \quad \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} = \sigma_{xx}; \quad \frac{\partial^2 F}{\partial x \partial y} = -\sigma_{xy}. \quad (7)$$

Тогда уравнения равновесия (1) и (2) удовлетворяются автоматически, а уравнения совместности (3), (4) и (5) сведутся к уравнению

$$\nabla^2 \left( \nabla^2 F + \frac{\alpha_T E}{1-\nu} T \right) = 0. \quad (8)$$

Частное решение функции напряжений определится выражением

$$F^*(x, y) = \frac{\alpha_T E a_T}{1-\nu} \int_0^t T(x, y, \tau) d\tau, \quad (9)$$

где  $\alpha_T$  — температуропроводность материала полупространства.

Частное решение для компонент тензора напряжения определяется следующими выражениями:

$$\begin{aligned} \sigma_{yy} &= \frac{\alpha_T E a_T}{1-\nu} \int_0^t \frac{\partial^2 T(x, y, \tau)}{\partial x^2} d\tau, \\ \sigma_{xy} &= -\frac{\alpha_T E a_T}{1-\nu} \int_0^t \frac{\partial^2 T(x, y, \tau)}{\partial x \partial y} d\tau, \\ \sigma_{xx} &= \frac{\alpha_T E a_T}{1-\nu} \int_0^t \frac{\partial^2 T(x, y, \tau)}{\partial y^2} d\tau. \end{aligned} \quad (10)$$

Но эти решения не удовлетворяют граничным условиям. Поэтому будем искать решение задачи в виде суммы частного решения неоднородного уравнения  $\sigma_{s_{ij}}$  и общего решения однородного уравнения  $\sigma_{c_{ij}}$  с граничными условиями такими, чтобы на границе полуплоскости  $y = 0$  суммарные напряжения были нулевыми.

Решение задачи об упругом полупространстве, нагруженном на границе силами, зависящими только от одной переменной, приведено в [9].

Для рассматриваемой задачи граничные условия можно выразить в виде:

$$\begin{aligned} \sigma_{yy}(x, 0) &= -\sigma_{s_{yy}}(x, 0), \\ \sigma_{xy}(x, 0) &= 0. \end{aligned} \quad (11)$$

Уравнения равновесия для компонент тензора напряжения  $\sigma_{c_{ij}}$  будут такими же, как в вышепри-

веденных выражениях (1) и (2). Уравнение неразрывности (совместности), выраженное в напряжениях, запишется в следующем виде:

$$\begin{aligned} &\frac{\partial^2}{\partial x^2} \left[ \sigma_{c_{xy}} - \nu (\sigma_{c_{xx}} + \sigma_{c_{yy}}) \right] + \\ &+ \frac{\partial^2}{\partial y^2} \left[ \sigma_{c_{xx}} - \nu (\sigma_{c_{xx}} + \sigma_{c_{yy}}) \right] = 2 \frac{\partial^2 \sigma_{c_{xy}}}{\partial x \partial y}. \end{aligned} \quad (12)$$

К уравнениям равновесия и неразрывности (7), (8) и (12) применим преобразование Фурье. Исключим последовательно из системы уравнений для Фурье-образов выражения  $\tilde{\sigma}_{c_{xx}}$ ,  $\tilde{\sigma}_{c_{xy}}$ . Тогда получим обыкновенное дифференциальное уравнение

$$\left( \frac{d^2}{dy^2} - k_x^2 \right)^2 \tilde{\sigma}_{c_{yy}} = 0. \quad (13)$$

Подобным же образом получим уравнения для напряжений  $\tilde{\sigma}_{c_{xx}}$ ,  $\tilde{\sigma}_{c_{xy}}$ .

К граничному условию применим также преобразование Фурье. Решение уравнения (13) с учетом того, что на бесконечности напряжения стремятся к нулю, будет иметь вид:

$$\tilde{\sigma}_{c_{yy}}(k_x, z) = (C_1 y + C_2) \cdot \exp(-|k_x| y). \quad (14)$$

Константы  $C_1$  и  $C_2$  определяем из граничного условия (11)

$$C_2 = -\tilde{\sigma}_{s_{yy}}(k_x, 0); \quad C_1 = C_2 |k_x|. \quad (15)$$

Применим обратное Фурье-преобразование к Фурье-образам компонент тензора напряжения и найдем, таким образом, компоненты тензора напряжения:

$$\begin{aligned} \sigma_{c_{yy}}(x, y) &= \frac{-1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\sigma}_{s_{yy}}(k_x, 0) (1 + |k_x| y) \times \\ &\times \exp(-|k_x| y - ik_x x) dk_x, \\ \sigma_{c_{xy}}(x, y) &= \frac{-iy}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{+\infty} k_x \tilde{\sigma}_{s_{yy}}(k_x, 0) \times \\ &\times \exp(-|k_x| y - ik_x x) dk_x, \\ \sigma_{c_{xx}}(x, y) &= \frac{-1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\sigma}_{s_{yy}}(k_x, 0) (1 - |k_x| y) \times \\ &\times \exp(-|k_x| y - ik_x x) dk_x. \end{aligned} \quad (16)$$

Полные значения компонент тензора напряжений определяются формулами (10) и (16):

$$\begin{aligned}\sigma_{yy}(x, y) &= \sigma_{s_{yy}}(x, y) + \sigma_{c_{yy}}(x, y), \\ \sigma_{xy}(x, y) &= \sigma_{s_{xy}}(x, y) + \sigma_{c_{xy}}(x, y), \\ \sigma_{xx}(x, y) &= \sigma_{s_{xx}}(x, y) + \sigma_{c_{xx}}(x, y).\end{aligned}\quad (17)$$

Итак, можно сказать, что решена задача термоупругости тонкой пластины при температурной неоднородности вблизи края пластины.

### Анализ результатов

Расчеты, проведенные по формулам представленной математической модели, показывают, что если изменение в распределении температуры еще несущественно искажено влиянием приближения края пластины, то распределение напряжений уже существенно несимметрично относительно линии реза. Расчеты проведены в площади прямоугольника (по оси  $Ox$  — длина 14 мм, по  $Oy$  — 4 мм) для режимов лазерного управляемого термораскалывания сапфировой пластины толщиной 0,1 мм с помощью  $CO_2$ -лазера с мощностью излучения 40 Вт. Лазерный луч создавал эллиптическое пятно с размерами осей  $2a \times 2b = 1,4 \times 0,3$  мм при скорости его перемещения 200 мм/с.

На рис. 3 представлено распределение температуры при расстоянии 1 мм от края пластины до траектории продвижения трещины. Видно, что приближение до 1 мм к краю пластины центра пятна излучения, определяющего траекторию продвижения трещины, незначительно влияет на распределение температуры, оставляя его практически симметричным относительно центра пятна излучения. Приближение же к краю пластины центра пятна излучения до 0,5 мм приводит к существенному изменению распределения температуры. Можно ожидать, что в первом случае и распределение термонапряжения  $\sigma_{yy}$  существенно не изменится. Однако расчеты показывают, что уже в этом случае возникают достаточные дополнительные напряжения растяжения, способные сдвинуть траекторию продвижения трещины в сторону края пластины.

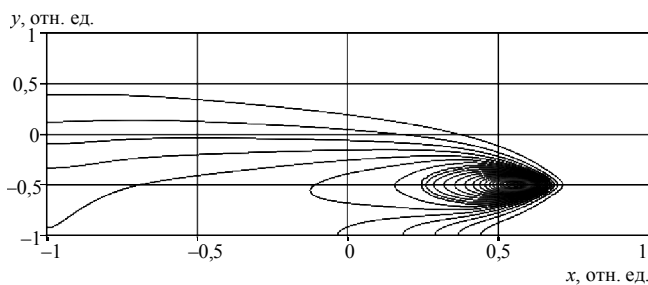


Рис. 3. Распределение температуры при расстоянии от края пластины до траектории продвижения трещины 1 мм

На рис. 4 представлено распределение термонапряжений  $\sigma_{yy}$  в случае приближения центра пятна излучения к краю пластины до 1 мм с учетом влияния края пластины. Видно, что существенные дополнительные термонапряжения  $\sigma_{yy}$  возникают даже при несущественном искажении симметрии в распределении температуры при лазерном управляемом термораскалывании.

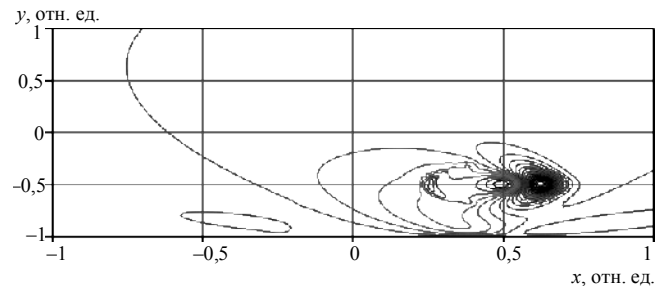
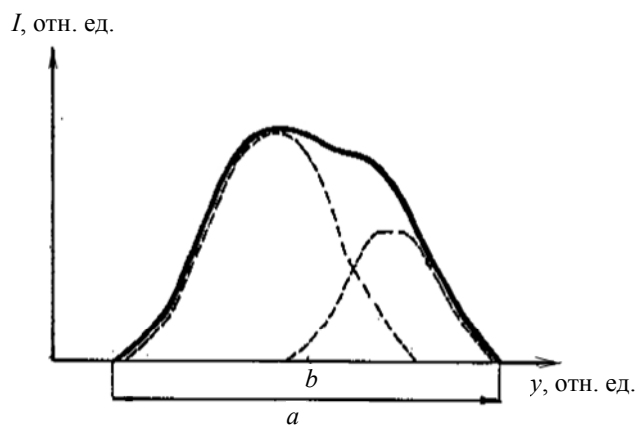


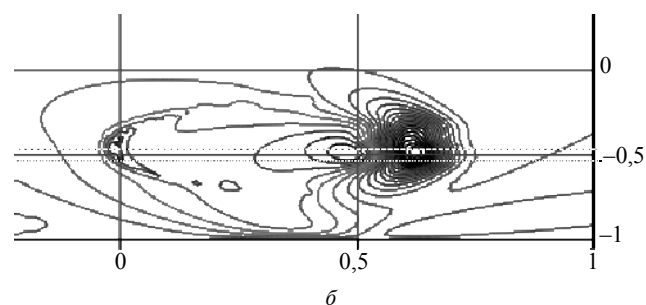
Рис. 4. Распределение термонапряжений  $\sigma_{yy}$  в случае приближения центра пятна излучения к краю пластины до 1 мм с учетом влияния края пластины

Таким образом, для обеспечения высокоточного разделения пластин методом лазерного термораскалывания необходимо обеспечить симметрию в распределении температурных полей и термоупругих напряжений относительно линии реза. Одним из способов реализации такой задачи является обеспечение равенства площадей разделяемых частей пластины. Другими словами, необходимо осуществлять резку каждой разделяемой части пластины по середине [10].

Другой способ компенсации дополнительных напряжений влияния края описан в патенте [11]. В нем предлагается при термораскалывании использовать дополнительный лазерный пучок, сдвигающий центр теплового воздействия в противоположную сторону от края пластины, как это показано на рис. 5, а. Соответственно, на рис. 5, б представлено распределение термонапряжений  $\sigma_{yy}$  в случае компенсации влияния края дополнительным лазерным пучком. Видно, что такой дополнительный лазерный пучок лучей сдвигает центр растягивающих напряжений в сторону от края и, тем самым, компенсирует действие дополнительных растягивающих напряжений, возникающих под влиянием свободного края пластины. При этом необходимо экспериментально подобрать мощность и величину сдвига дополнительного лазерного пучка, чтобы в точности компенсировать сдвиг линии реза.



a

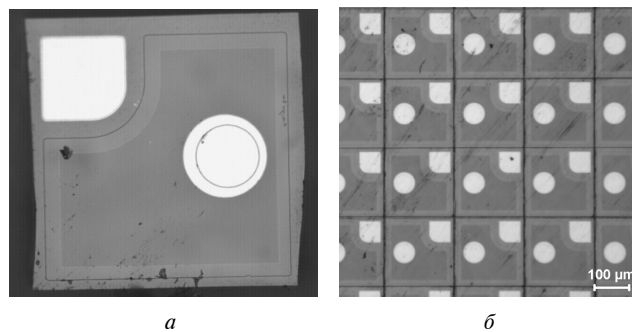


б

Рис. 5. Распределение термонапряжений  $\sigma_{yy}$  в случае компенсации влияния края дополнительным лазерным пучком (а); распределение термонапряжений  $\sigma_{yy}$  (б)

### Отработка технологии

Разработанная технология ЛУТ нашла успешное применение при резке приборных пластин из хрупких материалов (сапфир, кремний, кристаллический кварц, стекло, керамика) на кристаллы при производстве приборов микро- и оптоэлектроники. С целью оптимизации процесса ЛУТ необходимо планировать проведение разделения пластины таким образом, чтобы линия реза была симметрична относительно краев пластины. В случае необходимости проводить рез вблизи края пластины необходимо учитывать прогиб прохождения разделительной трещины в сторону ближнего края пластины и проводить траекторию разделения с учетом этого прогиба, либо применять методы компенсации этого прогиба. На рис. 6, а, б приведены фотографии сапфировых кристаллов для светоизлучающих диодов, порезанных методом термораскалывания.



a

б

Рис. 6. Фотографии сапфировых кристаллов для светоизлучающих диодов, порезанных методом термораскалывания: а — без оптимизации условий термораскалывания; б — с учетом компенсации дополнительных растягивающих напряжений у края пластины

### Заключение

В ходе проведенной работы теоретически и экспериментально исследовано влияние края пластины на параметры лазерного управляемого термораскалывания приборных пластин. Решена задача термоупругости пластины при температурной неоднородности вблизи края пластины. Показано, что существенные дополнительные термонапряжения возникают даже при несущественном искажении симметрии в распределении температуры при лазерном управляемом термораскалывании пластины.

Данная работа выполняется в соответствии с Постановлением правительства РФ № 218 от 9 апреля 2010 года, на основании Договора 13. G25. 31.0020 между Минобрнауки РФ и ОАО «МЗ "Сапфир"» о создании высокотехнологичного производства

### Литература

1. Кондратенко В. С. Пат. 2024441 РФ, МКИ<sup>5</sup> С 03 В 33/02. Способ резки хрупких материалов, 1991.
2. Kondratenko V., Tchernykh P. S. // Phys. Stat. Sol. 2007. No. 7. P. 2232.
3. Кондратенко В. С., Абрамов В. С., Черных С. П. // Приборы. 2007. № 12. С. 51.
4. Голубятников И. В., Жималов А. Б., Кондратенко В. С. // Интеграл. 2009. № 6. С. 5.
5. Голубятников И. В., Кондратенко В. С., Жималов А. Б. // Приборы. 2009. № 12. С. 1.
6. Кондратенко В. С. Лазерная обработка материалов: Сб. статей. — М.: Наука и технологии, 2011.

7. Кондратенко В. С. Исследование и разработка процесса резки стекла методом лазерного управляемого термораскалывания. Дис. канд. техн. наук. — М., 1983.
8. Новацкий В. Теория упругости. — М.: Мир, 1975.
9. Кондратенко В. С., Борисовский В. Е., Наумов А. С., Гиндин П. Д., Сек-Джун Ли // Приборы. 2005. № 4(58). С. 35.

10. Кондратенко В. С., Наумов А. С. Пат. 2404931 РФ, МКИ<sup>5</sup> С 03 В 33/09. Способ резки пластин из хрупких материалов. Оpubл. 27.11.2010. Бюл. № 33.
11. Kondratenko V. S. et al. Patent 2006023883 US. Method for severing brittle materials by lasers with asymmetric radiation density distribution. 09.28.2006.

## Optimization of the laser thermocracking process

V. S. Kondratenko, V. E. Borisovsky, A. S. Naumov  
Moscow State University of Instrument Engineering and Computer Science  
20 Stromynka str., Moscow, 107846, Russia  
E-mail: vsk1950@mail.ru

*The paper contains the mathematical and experimentally analysis of the edges influence at the thermocracking of thin plates. Solved is the problem of thermoelasticity of the plate in the inhomogeneity of the temperature near the edge of the plate. It is demonstrated that substantial additional thermostress already arise with slight distortions of symmetry in the temperature distribution in laser controlled thermocracking of the plate.*

PACS: 89.20.Bb

*Keywords:* thermostress, laser thermocracking, thin plate, laser beam.

Bibliography — 11 references.

*Received August 15, 2011*