



<http://dx.doi.org/10.35596/1729-7648-2021-19-7-80-88>

Оригинальная статья
Original paper

УДК 621.373.826

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ И РАСЧЕТ МЕХАНИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ ПРИ ДВУЛУЧЕВОМ ЛАЗЕРНОМ УПРАВЛЯЕМОМ ТЕРМОРАСКАЛЫВАНИИ КВАРЦЕВОГО СТЕКЛА

В.А. ЕМЕЛЬЯНОВ¹, Е.Б. ШЕРШНЕВ², С.И. СОКОЛОВ², А.Н. КУПО²

¹ОАО «ИНТЕГРАЛ» – управляющая компания холдинга «Интеграл» (г. Минск, Республика Беларусь)

²Гомельский государственный университет им. Франциска Скорины (г. Гомель, Республика Беларусь)

Поступила в редакцию 16 августа 2021

© Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, 2021

Аннотация. В работе представлены результаты моделирования процессов управляемого термораскалывания кварцевого стекла при параллельном воздействии на материал двух пучков лазерного излучения инфракрасного диапазона различной геометрии: с максимальной интенсивностью в центре и с нулевой интенсивностью в центре (кольцевое сечение). Для расчета распределения температуры в материале использовался метод функций Грина, который позволяет получить хорошо интерпретируемое решение практически для любого вида функции поверхностных источников тепла. Далее, с учетом квазистатического подхода, с использованием методов классической теории термоупругости были рассчитаны термоупругие микронапряжения как на поверхности, так и по глубине материала. Установлено, что одновременное использование двух указанных типов лазерного воздействия позволяет эффективнее управлять температурным полем и создавать предпосылки для наиболее устойчивого формирования микротрещины. Результаты моделирования показывают, что при двулучевом воздействии микромеханические напряжения, необходимые для формирования микротрещины, реализуются за более короткие интервалы времени как на поверхности, так и по глубине материала, что позволяет увеличить скорость обработки до 30 %. Усиление контроля над процессом управляемого термораскалывания позволяет существенно снизить процент брака и повысить качество получаемых изделий микроэлектроники.

Ключевые слова: лазерное излучение, термораскалывание, поглощение, температурное поле.

Конфликт интересов. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Для цитирования. Емельянов В.А., Шершнев Е.Б., Соколов С.И., Купо А.Н. Моделирование температурного поля и расчет механических напряжений при двулучевом лазерном управляемом термораскалывании кварцевого стекла. Доклады БГУИР. 2021; 19(7): 80-88.

MATHEMATICAL SIMULATION OF THE PROCESSES OF TWO-BEAM LASER CONTROLLED THERMAL-SPLITTING OF QUARTZ GLASS

VICTOR A. EMEL'YANOV¹, EVGENY B. SHERSHNEV², SERGEY I. SOKOLOV²,
ALEKSANDER N. KUPO²

¹JSC "INTEGRAL" – the managing company of the "Integral" holding (Minsk, Republic of Belarus)

²Francisk Skaryna Gomel State University (Gomel, Republic of Belarus)

Submitted 16 August 2021

© Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics, 2021

Abstract. The paper presents the results of modeling the processes of controlled thermal cracking of quartz glass under the parallel action of two infrared laser beams of different geometries on the material: with maximum intensity in the center and with zero intensity in the center (annular section). To calculate the temperature distribution in the material, the method of Green's functions was used, which allows us to obtain a well-interpreted solution for almost any type of function of surface heat sources. Further, taking into account the quasi-static approach, using the methods of the classical theory of thermoelasticity, thermoelastic microstresses were calculated, both on the surface and in the depth of the material. It is established that the simultaneous use of these two types of laser exposure makes it possible to control the temperature field more efficiently, and create prerequisites for the most stable formation of a microcrack. The simulation results show that with a bi-beam effect, the micromechanical stresses necessary for the formation of a microcrack are realized in shorter time intervals, both on the surface and in the depth of the material, which allows increasing the processing speed by up to 30 %. Strengthening control over the process of controlled thermal cracking can significantly reduce the percentage of defects and improve the quality of the resulting microelectronics products.

Key words: laser radiation, thermal cleavage, absorption, temperature field.

Conflict of interest. The authors declare that they have no conflicts of interest.

For citation. Emelyanov V.A., Shershnev E.B., Sokolov S.I., Kupo A.N. Mathematical simulation of the processes of two-beam laser controlled thermal-splitting of quartz glass. Doklady BGUIR. 2021; 19(7): 80-88.

Введение

Кварцевые изделия, обладая уникальным сочетанием ряда физико-химических свойств, широко применяются в электронной промышленности, в частности, кварцевое стекло используется как материал для изготовления подложки фотошаблонов, которые широко применяются в технологии производства интегральных микросхем. Одним из этапов при производстве полупроводниковых микросхем является разделение пластины с микросхемами на отдельные кристаллы, например, путем скрайбирования. Наиболее технологичным для размерной обработки кварцевых фотошаблонов является процесс управляемого лазерного термораскалывания [1–5]. Особый интерес вызывает управляемое лазерное термораскалывание с помощью двух лазерных лучей [6]. Анализ существующих методов резки кварцевых стекол показывает, что в ряде случаев они оказываются неприемлемыми для широкого внедрения в серийное производство без дополнительного глубокого изучения и исследования. В связи с этим существует необходимость в оптимизации процессов лазерного термораскалывания кварцевого стекла с целью повышения качества их обработки.

Моделирование температурного поля при воздействии на материалы лазерным излучением сложной геометрии

Для понимания физической природы процессов, протекающих при взаимодействии лазерного излучения с материалами, необходимо знать информацию о распределении

температурных полей, задача по определению которых сводится к решению неоднородного трехмерного уравнения теплопроводности [7]:

$$\frac{\partial T(r,t)}{\partial t} = a^2 \Delta T(r,t) + Q(r,t), \quad (1)$$

где $Q(r,t)$ – плотность мощности поверхностного источника тепла; a – коэффициент температуропроводности материала.

В явном виде величина $Q(r,t)$ зависит от модового состава излучения, коэффициента поглощения, распределения энергии, размеров и формы лазерного пятна на поверхности материала, поэтому рассчитывается отдельно для каждой конкретной задачи. В нашем случае она приобретает вид, описываемый формулами (2), (5) и (6).

Экспериментальные исследования лазерного термораскалывания на заданную глубину и его разновидностей [8] показывают, что для реализации этих процессов применяются лазерные пучки круглой и эллиптической формы. Наиболее широкое распространение получил метод с использованием двух лазерных лучей с различным показателем поглощения материала [4]. Важным параметром управляемого лазерного термораскалывания является глубина микротрещины, которая зависит от значений термоупругих напряжений в процессе лазерной обработки. В случае использования круглого или эллиптического лазерного пучка распределение термоупругих напряжений не всегда позволяет контролировать линию реза. За счет поверхностного поглощения таким лучом трудно контролировать распределение температуры внутри материала. Таким образом, интерес представляет также пучок с нулевой интенсивностью в центре с объемным показателем поглощения. Распределение интенсивности по сечению пучков с учетом модовой структуры опишем, используя формализм гауссова пучка [7]. В общем виде модели распределения интенсивности по сечению пучков различной геометрии для нашего случая представлены на рис. 1.

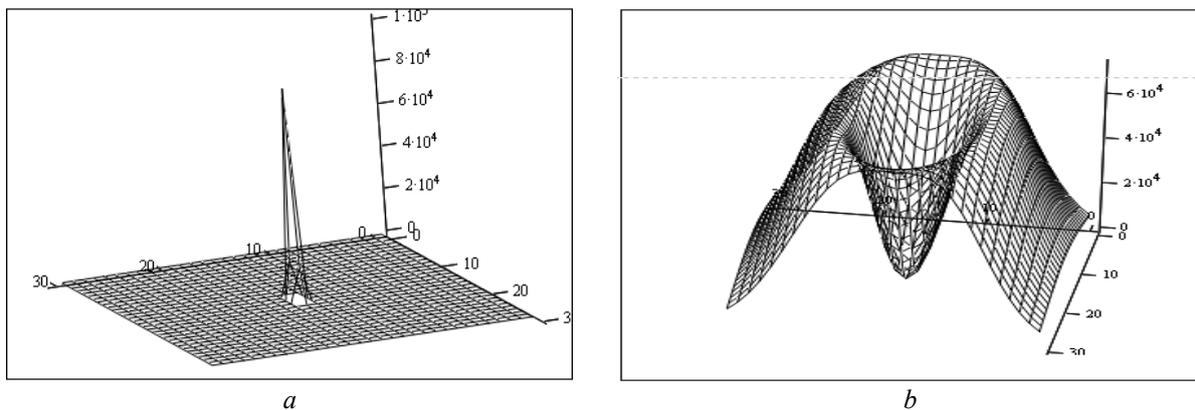


Рис. 1. Модельное распределение интенсивности гауссовых эллиптических пучков: *a* – пучок с максимальной интенсивностью в центре; *b* – пучок с нулевой интенсивностью в центре
Fig. 1. Model intensity distribution of Gaussian elliptical beams: *a* – beam with maximum intensity in the center; *b* – a beam with zero intensity in the center

Зададим общее распределение интенсивности температурного поля для движущегося эллиптического пучка с хладагентом в виде [1]

$$Q_{\text{гаусс}}(r,t) = \gamma_1 P_0 \exp\left(-\frac{(x-vt)^2}{A^2} - \frac{y^2}{B^2} - \gamma_1 z\right), \quad (2)$$

где γ_1 – коэффициент поглощения среды для лазерного пучка эллиптической формы; P_0 – плотность мощности в центре пучка; A и B – длины полуосей эллиптического гауссова пучка; v – скорость движения лазерного пучка.

Решение уравнения (1) с правой частью, определяемой (2), найдем, используя метод функции Грина [9]. Тогда решение уравнения теплопроводности можно представить в виде

$$T(r, t) = \frac{P_0 \gamma a AB}{2\lambda} \int_0^t \frac{d\tau \exp \left\{ \frac{-(x - v(t - \tau))^2}{4a\tau + A^2} - \frac{y^2}{4a\tau + B^2} \right\}}{\sqrt{(4a\tau + A^2)(4a\tau + B^2)}} f(z, \tau), \quad (3)$$

где

$$f(z, \tau) = \exp \{ \gamma^2 a \tau - \gamma z \} \operatorname{erfc} \left(\gamma \sqrt{Q\tau} - \frac{z}{2\sqrt{a\tau}} \right) + \frac{\gamma + h}{\gamma - h} \exp \{ \gamma^2 a \tau + \gamma z \} \operatorname{erfc} \left(\gamma \sqrt{a\tau} + z/2 \cdot \sqrt{a\tau} \right) - \frac{2h}{\gamma - h} \exp \{ hz + h^2 a \tau \} \operatorname{erfc} \left(z/2\sqrt{a\tau} + h\sqrt{a\tau} \right), \quad (4)$$

$\operatorname{erfc}(\rho) = 1 - \operatorname{erf}(\rho)$, $\operatorname{erf}(\rho) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\rho e^{-u^2} du$ – интеграл вероятности; $h = \alpha/\lambda$ – относительный коэффициент теплоотдачи; α – коэффициент теплоотдачи; λ – коэффициент теплопроводности.

Выражение (5) позволяет провести полный анализ температурного режима для конкретных технологических процессов. Частные случаи приведенного решения (например, без учета теплоотдачи с поверхности) представлены в работах [10–13].

Общее распределение интенсивности температурного поля для движущегося гауссова пучка с нулевой интенсивностью в центре с хладагентом выглядит следующим образом:

$$Q_{\text{кольца}}(r, t) = \frac{\gamma_2}{\pi AB} P \left(\frac{(x - vt)^2}{A^2} + \frac{y^2}{B^2} \right) \exp \left(\frac{-(x - vt)^2}{A^2} - \frac{y^2}{B^2} \right) \exp(-\gamma_2 z), \quad (5)$$

где γ_2 – коэффициент поглощения среды, P_0 – плотность мощности, A и B – длины полуосей кольцевого пучка, v – скорость движения лазерного пучка.

В случае действия гауссова пучка с максимальной интенсивностью в центре и пучка с нулевой интенсивностью в центре, действующих одновременно, модельное представление общей интенсивности излучения определяется формулой (6) и выглядит как представлено на рис. 2.

$$Q_{\text{общее}}(r, t) = Q_{\text{гаусс}}(r, t) + Q_{\text{кольца}}(r, t) \quad (6)$$

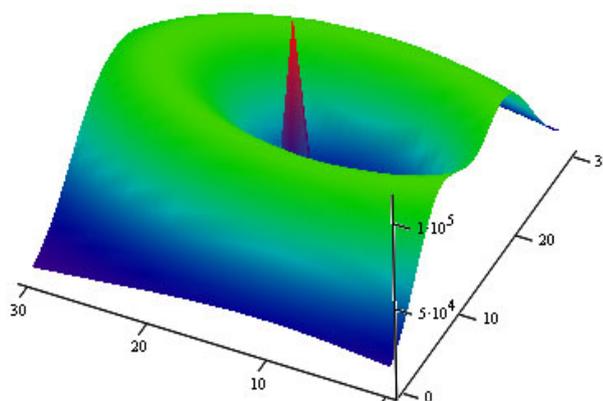


Рис. 2. Модельное распределение интенсивности гауссова эллиптического пучка с максимальной интенсивностью в центре и пучка с нулевой интенсивностью в центре, действующих одновременно
Fig. 2. Model intensity distribution of a Gaussian elliptical beam with maximum intensity at the center and a beam with zero intensity at the center, acting simultaneously

С учетом вышеизложенного для вычисления значений температуры в различных точках обрабатываемой поверхности с течением времени можно использовать выражение

$$T(x, y, z, t) = \int_0^t \int_0^z \int_0^y \int_0^x Q_{\text{общее}}(x, y, z, t) \sigma(x, y, z, x', y', z', t, t') dx' dy' dz' dt'. \quad (7)$$

Таким образом, получено наиболее общее решение неоднородного уравнения теплопроводности с учетом объемного поглощения, теплоотдачи с поверхности при использовании гауссова пучка с максимальной интенсивностью в центре и пучка с нулевой интенсивностью в центре. Это дает возможность исследовать распределение температурных полей для всех возможных вариантов осуществления процесса управляемого термораскалывания кварцевого стекла.

Однако знание распределения температурных полей не всегда достаточно для выявления физики процесса термораскалывания. В ряде случаев необходимо рассмотреть напряженное состояние с позиций классической теории термоупругости [14–15].

Получены следующие выражения для полей напряжений σ_{ik}^* , возникающих при одновременном воздействии пучков с максимальной интенсивностью в центре и с нулевой интенсивностью в центре:

$$\begin{aligned} \sigma_{11}^* &= \sigma_{22}^* + \sigma_{33}^* \\ \sigma_{22}^* &= -k \int_0^t d\tau \left[-\frac{hz}{2a\tau} - \frac{1}{2a\tau} + \frac{z^2}{(2a\tau)^2} + h^2 - Fh^2 \right] F_1 F_2 \\ \sigma_{23}^* &= -2k \int_0^t d\tau \beta y (-z/(2a\tau) + h - Fh) F_1 F_2 \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{33}^* &= -k \int_0^t d\tau (4\beta^2 y^2 - 2\beta)(1 - F) F_1 F_2 \\ F &= \sqrt{\pi a \tau} h \exp\{hz - h^2 a \tau + z^2/(4a\tau)\} \operatorname{erfc}\left(z/(2\sqrt{a\tau} + h\sqrt{a\tau})\right) \\ F_1 &= \exp\{-y^2 \beta - z^2/(4a\tau)\} (\beta/\tau)^{\frac{1}{2}} \\ F_2 &= \operatorname{erfc}(v(t - \tau)/A - 2) + \operatorname{erfc}(z) \\ \beta &= (4a\tau + B^2)^{-1} \\ k &= \frac{1+v}{1-v} \alpha_T a P_0 \sqrt{a} ABG / (\lambda v) \\ \sigma_{22}^{**} &= k \int_0^t d\tau F_2 \{-z(F_+ - F_-) - 2(R_+ - R_-)F_3 + (N_+ + N_-)(1 - F_3 z)\} \\ \sigma_{23}^{**} &= ik \int_0^t d\tau F_2 \{z(F_+ - F_-) + F_3 [R_+ - R_- - z(N_+ + N_-)]\} \\ \sigma_{33}^{**} &= k \int_0^t d\tau F_2 \{z(F_+ - F_-) + (N_+ + N_-)(1 - F_3 z)\} \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} R_{\pm} &= \frac{1}{\sqrt{\pi r}} \left(\sqrt{\pi} \beta^{3/2} (z \pm iy) e^{\beta(z \pm iy)^2} \operatorname{erfc}[\sqrt{\beta}(z \pm iy)] - \beta \right) \\ F_{\pm} &= -\frac{4\beta^2}{\sqrt{\pi \tau}} \left\{ 1 + \beta(z \pm iy)^2 - \sqrt{\pi} \left[\frac{2}{3} \sqrt{\beta}(z \pm iy) + \beta^{3/2} (z \pm iy)^3 \right] \exp[(z \pm iy)^2 \beta] \operatorname{erfc}[\sqrt{\beta}(z \pm iy)] \right\} \\ N_{\pm} &= (\beta^{3/2} / \sqrt{\pi \tau}) \left\{ 2\sqrt{\beta}(z \pm iy) - \sqrt{\pi} [1 + \beta 2(z \pm iy)^2] \exp[(z \pm iy)^2 \beta] \operatorname{erfc}[\sqrt{\beta}(z \pm y)] \right\}. \end{aligned}$$

Сумма напряжений $\sigma_{ik} = \sigma_{ik}^* + \sigma_{ik}^{**}$ определяет напряженное состояние, возникающее в изотропном полубесконечном пространстве при нагреве его поверхности движущимся пучком с максимальной интенсивностью и с нулевой интенсивностью в его центре. Одновременное использование гауссова пучка с максимальной интенсивностью в центре

и пучка с нулевой интенсивностью в центре позволяет эффективнее управлять температурным полем за счет использования второго луча с объемным показателем поглощения, что сказывается на более устойчивом формировании микротрещины.

В результате лазерного нагрева в стекле возникают сжимающие напряжения. В момент подачи хладагента происходит скачкообразное изменение знака и величины напряжений вследствие очень быстрого охлаждения локальной области стекла. Температура на поверхности достигает максимальных значений через 0,2–0,4 с на расстоянии, равном 1–2 линейного размера лазерного пятна на поверхности от центра лазерного пучка. По глубине стекла максимум температуры достигается в более поздние моменты времени – через 0,4–0,8 с. После достижения максимальных значений температуры происходит ее спад и постепенное выравнивание по глубине стекла. Следовательно, зона охлаждения должна располагаться на расстоянии, большем, чем расстояние от центра пучка до точки максимального нагрева стекла на поверхности. Разработанная математическая модель позволяет рассчитать напряжения, возникающие при лазерном воздействии на кварцевое стекло по глубине (рис. 3), при этом можно контролировать глубину микротрещины. Следует отметить, что в случае использования только кольцевого пучка сжимающие напряжения являются более локализованными, чем при использовании только гауссова пучка (рис. 4), что дает дополнительную возможность управлять развитием микротрещины.

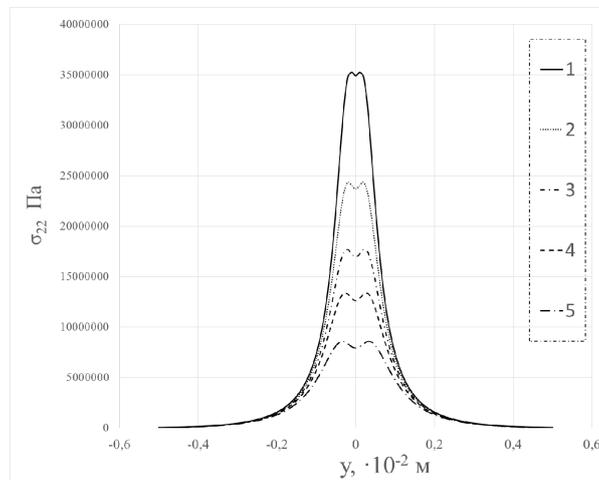


Рис. 3. Распределение сжимающих напряжений в кварцевом стекле в направлении, перпендикулярном движению гауссова и кольцевого лазерных пучков на различной глубине: 1 – 0 м; 2 – $1 \cdot 10^{-4}$ м; 3 – $2 \cdot 10^{-4}$ м; 4 – $3 \cdot 10^{-4}$ м; 5 – $4 \cdot 10^{-4}$ м

Fig. 3. Distribution of compressive stresses in silica glass in a direction perpendicular to the motion of a Gaussian and ring laser beams at different depths: 1 – 0 m; 2 – $1 \cdot 10^{-4}$ m; 3 – $2 \cdot 10^{-4}$ m; 4 – $3 \cdot 10^{-4}$ m; 5 – $4 \cdot 10^{-4}$ m

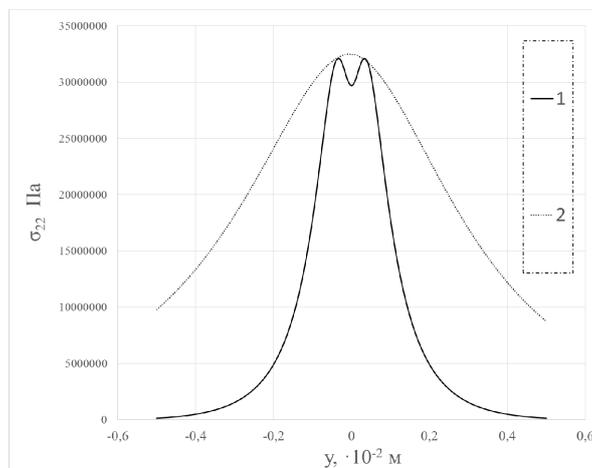


Рис. 4. Распределение сжимающих напряжений в кварцевом стекле в направлении, перпендикулярном движению: 1 – для движущегося кольцевого пучка; 2 – для движущегося гауссова пучка

Fig. 4. Distribution of compressive stresses in quartz glass in the direction perpendicular to the motion: 1 – for a moving annular beam; 2 – for a moving Gaussian beam

Например, согласно расчетам (рис. 3) при уровне прочности, составляющем $3 \cdot 10^8$ Па, в кварцевом стекле будет развиваться микротрещина, глубина которой составит порядка $0,5 \cdot 10^4$ м при скорости обработки 13 мм/с и плотности мощности лазеров $10 \cdot 10^6$ Вт/м². Одновременное использование гауссова пучка с максимальной интенсивностью в центре и пучка с нулевой интенсивностью в центре позволяет увеличить скорость обработки на 30 % с 10 до 13 мм/с, не нарушая устойчивость микротрещины.

В качестве источника лазерного излучения с поверхностным поглощением целесообразно использовать СО₂-лазер с длиной волны 10,6 мкм, излучение которого поглощается в приповерхностном слое, а в качестве источника лазерного излучения с объемным поглощением – YAG-лазер с длиной волны 1,06 мкм, у которого излучение обладает низким коэффициентом поглощения для кварцевого стекла.

Предлагаемая модель процесса позволяет производить вполне удовлетворительные оценки технологических параметров процесса термораскалывания. Расчетные значения глубины микротрещины завышены на 10–15 %, что может быть связано с нестабильностью серийных СО₂-лазеров, достигающей порядка 10 %.

Заключение

Результатом работы стала универсальная модель процесса лазерного управляемого термораскалывания стекла, позволившая проанализировать влияние различных факторов, в том числе временную и пространственную симметрию теплового лучистого потока по отношению к траектории перемещения, на распределение термоупругих полей в кварцевом стекле, что увеличивает производительность разделения кварцевой заготовки на фотошаблоны на 30 %. Установлено, что плотность мощности для осуществления термораскалывания кварцевого стекла лежит в интервале $(5-20) \cdot 10^6$ Вт/м², при скорости обработки 10–15 мм/с. Погрешность моделирования составляет 10–15 %.

Список литературы

1. Shalupaev S.V., Serdyukov A.N., Mityurich G.S., Alekseyuk M., Sereda A.A. The Analysis of Laser Thermosplitting of Fragile Materials by Using of Special Geometry Beams. *Ceramics. Polish ceramic bulletin*. 2001;65:75.
2. Сысоев В.К., Папченко Б.П., Захарченко А.В., Вятлев П.А. Увеличение эффективности управляемого лазерного термораскалывания диэлектрических материалов. *Оптический журнал*. 2004;71(2):65.
3. Tsai C., Chen H. Laser cutting of thick ceramic substrates by controlled fracture technique. *Journal of materials processing technology*. 2003;136:166.
4. Шершнев Е.Б., Свиридова В.В., Соколов С.И. Оптимизация процесса лазерного управляемого параллельного термораскалывания хрупких неметаллических материалов. *Международный научно-практический журнал. Чрезвычайные ситуации: образование и наука*. 2008;3(1):90-96.
5. Шершнев Е.Б., Никитюк Ю.В., Шолох В.Ф., Соколов С.И. Лазерное управляемое термораскалывание кристаллического кварца. *Гомельский научный семинар по теоретической физике, посвященный 100-летию со дня рождения Ф.И. Федорова, 20–22 июня 2011 г.: материалы*. Гомель: ГГУ им. Ф. Скорины. 2011;261-265.
6. Шалупаев С.В., Шершнев Е.Б., Никитюк Ю.В., Середка А.А. Двухлучевое лазерное термораскалывание хрупких неметаллических материалов. *Оптический журнал*. 2005;73(5):62-66.
7. Прохоров А.И., Конов В.И., Урсу И., Михэилеску И.Н. *Взаимодействие лазерного излучения с металлами*. Москва: Наука; 1988: 538.
8. Кондратенко В.С., Танасейчук А.С., Шершнев Е.Б. Новые эффективные способы лазерной обработки листового стекла. *Электронная техника. Серия II. Лазерная техника и оптоэлектроника*. 1986;40(4):38-45.
9. Карслоу Г., Егер Д. *Теплопроводность твердых тел*. Москва: Наука; 1964.
10. Nissim Y.I., Lietoila A., Gold R.B., Gibbons J.F. Temperature distributions produced in semiconductors by a scanning elliptical or circular cw laser beam. *J. Appl. Phys.* 1980;51(1):274-279.
11. Кондратенко В.С., Сердюков А.Н. Расчет температурных полей при лазерном управляемом термораскалывании. *Электронная техника. Серия II. Лазерная техника и оптоэлектроника*. 1984;31(5):62-66.

12. Sanders D.J. Temperature distributions produced by scanning Gaussian laser beams. *Applied optics*. 1984;23(1):30-35.
13. Кондратенко В.С., Сердюков А.Н., Шалупаев С.В. Лазерный нагрев материалов при термораскалывании с учетом теплоотдачи. *Электронная техника. Серия II. Лазерная техника и оптоэлектроника*. 1987;41(1):7-10.
14. Паркус Г. *Неустановившиеся температурные напряжения*. Москва: Физматгиз; 1963.
15. Боли Б., Уэйнер Дж. *Теория температурных напряжений*. Москва: Мир; 1964.

References

1. Shalupaev S.V., Serdyukov A.N., Mityurich G.S., Aleksiejuk M., Sereda A.A. The Analysis of Laser Thermosplitting of Fragile Materials by Using of Special Geometry Beams. *Ceramics. Polish ceramic bulletin*. 2001;65:75.
2. Sysoev V.K., Papchenko B.P., Zakharchenko A.V., Vyatlev P.A. [Increasing the efficiency of controlled laser thermal cleaving of dielectric materials]. *Optical journal*. 2004;71(2):65. (In Russ.)
3. Tsai C., Chen H. Laser cutting of thick ceramic substrates by controlled fracture technique. *Journal of materials processing technology*. 2003;136:166.
4. Shershnev E.B., Sviridova V.V., Sokolov S.I. [Optimization of the process of laser controlled parallel thermal splitting of brittle non-metallic materials]. *International scientific and practical journal. Emergencies: Education and Science*. 2008;3(1):90-96. (In Russ.)
5. Shershnev E.B., Nikityuk Yu.V., Sholokh V.F., Sokolov S.I. [Laser controlled thermal cleavage of crystalline quartz]. *Gomel scientific seminar on theoretical physics dedicated to the 100th anniversary of the birth of F.I. Fedorov, June 20–22, 2011: materials*. Gomel: GSU im. F. Skorina. 2011;261-265. (In Russ.)
6. Shalupaev S.V., Shershnev E.B., Nikityuk Yu.V., Sereda A.A. [Two-beam laser thermal splitting of brittle nonmetallic materials]. *Optical Journal*. 2005;73(5):62-66. (In Russ.)
7. Prokhorov A.I., Konov V.I., Ursu I., Mikheilesku I.N. [Interaction of laser radiation with metals]. Moscow: Nauka; 1988: 538. (In Russ.)
8. Kondratenko V.S., Tanaseichuk A.S., Shershnev E.B. [New effective methods of laser processing of sheet glass]. *Elektronnaya tekhnika. Seriya II. Lazernaya tekhnika i optoelektronika*. 1986;40(4):38-45. (In Russ.)
9. Carslow G., Jaeger D. [Thermal conductivity of solid bodies]. Moscow: Nauka; 1964. (In Russ.)
10. Nissim Y.I., Lietoila A., Gold R.B., Gibbons J.F. Temperature distributions produced in semiconductors by a scanning elliptical or circular cw laser beam. *J. Appl. Phys*. 1980;51(1):274-279.
11. Kondratenko V.S., Serdyukov A.N. [Calculation of temperature fields in controlled laser thermal splitting]. *Elektronnaya tekhnika. Seriya II. Lazernaya tekhnika i optoelektronika*. 1984;31(5):62-66. (In Russ.)
12. Sanders D.J. Temperature distributions produced by scanning Gaussian laser beams. *Applied optics*. 1984;23(1):30-35.
13. Kondratenko V.S., Serdyukov A.N., Shalupaev S.V. [Laser heating of materials with thermal splitting taking into account heat transfer]. *Elektronnaya tekhnika. Seriya II. Lazernaya tekhnika i optoelektronika*. 1987;41(1):7-10. (In Russ.)
14. Parkus G. [Transient temperature stresses]. Moscow: Fizmatgiz; 1963. (In Russ.)
15. Boli B., Weiner J. [Theory of temperature stresses]. Moscow: Mir; 1964. (In Russ.)

Вклад авторов

Емельянов В.А., Шершнева Е.Б. разработали математическую модель процесса двулучевого лазерного термораскалывания кварцевого стекла.

Купо А.Н., Соколов С.И. реализовали математическую модель процесса двулучевого лазерного термораскалывания кварцевого стекла, провели анализ полученных результатов.

Authors' contribution

Emelyanov V.A., Shershnev E.B. developed the mathematical model of the process of double-beam laser thermal cleaving of quartz glass.

Coupeau A.N., Sokolov S.I. implemented the mathematical model of the process of double-beam laser thermal cleaving of quartz glass and analyzed the results obtained.

Сведения об авторах

Емельянов В.А., д.т.н., профессор, член-корр. Национальной академии наук Беларуси, член Международного института инженеров по электротехнике и электронике, заслуженный изобретатель Республики Беларусь.

Шершневы Е.Б., к.т.н., доцент, заведующий кафедрой общей физики Гомельского государственного университета им. Франциска Скорины.

Купо А.Н. к.т.н., доцент, начальник информационно-вычислительного центра Гомельского государственного университета им. Франциска Скорины.

Соколов С.И., старший преподаватель кафедры общей физики Гомельского государственного университета им. Франциска Скорины

Адрес для корреспонденции

246019, Республика Беларусь,
г. Гомель, ул. Советская, 104,
Гомельский государственный
университет им. Франциска Скорины;
тел. 8 -0232-50-38-17;
e-mail: sokolov@gsu.by
Соколов Сергей Иванович

Information about the authors

Emelyanov V.A., D.Sc., Professor, Corresponding Member of the National Academy of Sciences of Belarus, Member of the International Institute of Electrical and Electronic Engineers, Honored Inventor of the Republic of Belarus.

Shershnev E.B., PhD, Associate Professor, Head of the Department of General Physics of Francisk Skorina Gomel State University.

Kupo A.N., PhD, Associate Professor, Head of the Information and Computing Center of Francisk Skorina Gomel State University.

Sokolov S.I., Senior Lecturer at the Department of General Physics of Francisk Skorina Gomel State University.

Address for correspondence

246019, Republic of Belarus,
Gomel, Sovietskaya Str., 104,
Francisk Skorina
Gomel State University;
tel. 8 -0232-50-38-17;
e-mail: sokolov@gsu.by
Sokolov Sergey Ivanovich