

## ДВУХЛУЧЕВОЕ ЛАЗЕРНОЕ ТЕРМОРАСКАЛЫВАНИЕ ХРУПКИХ НЕМЕТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

© 2006 г. С. В. Шалупаев, канд. физ.-мат. наук; Е. Б. Шершнев, канд. техн. наук;  
Ю. В. Никитюк; А. А. Середа

Учреждение образования “Гомельский государственный университет им. Ф. Скорины”,  
Гомель, Республика Беларусь

E-mail: shalupaev@gsu.unibel.by, eshershnev@gsu.unibel.by

Предложен двухлучевой способ разделения хрупких неметаллических материалов, сущность которого заключается в одновременном облучении обрабатываемой детали двумя лазерными пучками с разными длинами волн, одна из которых соответствует области интенсивного поглощения поверхностными слоями образца, а вторая – области его объемного поглощения. С использованием метода конечных элементов в рамках теории термоупругости проведен численный расчет термоупругих полей, возникающих в исследуемых образцах. На основании численного анализа выявлены отличительные особенности процесса двухлучевого разделения хрупких неметаллических материалов.

Коды OCIS: 350.3390.

*Поступила в редакцию 19.10.2005.*

Перспективность использования процессов лазерного термораскалывания для прецизионной обработки стекла и других хрупких неметаллических материалов не вызывает сомнения. В настоящее время разработан целый ряд методов высокоточной лазерной обработки хрупких неметаллических материалов, к которым относятся лазерное управляемое термораскалывание (ЛУТ) [1–3], параллельное и асимметричное лазерное термораскалывание [4], термораскалывание изделий трубчатой формы [5].

Наиболее эффективным методом резки хрупких неметаллических материалов является метод ЛУТ, основной отличительной особенностью которого является совместное воздействие на поверхность материала лазерного излучения с длиной волны 10,6 мкм и хладагента, подаваемого в зону обработки в виде воздушно-водяной смеси. К преимуществам ЛУТ следует отнести высокую точность разделения, его безотходность, высокую скорость и низкую энергоемкость, нулевую ширину реза и повышение примерно в два раза механической прочности получаемых изделий по сравнению с другими традиционными способами резки. Однако необходимо отметить, что у данной технологии есть недостатки, затрудняющие ее широкое применение. Это небольшая по отношению к толщине материала глубина разделяющей микротрещины, что часто приводит к техническим трудностям, связанным с докалыванием образца. Таким образом, представляется актуальной задача разработки метода высокоточной обработки хрупких неметаллических материалов, сочетающего основные преимущества процесса ЛУТ и обеспечивающего возможность корректировки глубины проникновения разделяющей микротрещины.

Необходимо отметить, что во всех вышеперечисленных случаях в качестве технологического инструмента используется излучение CO<sub>2</sub>-лазера, длина волны которого лежит вне области прозрачности большинства хрупких неметаллических материалов.

Применение для высокоточного разделения хрупких неметаллических материалов (в первую очередь различных стекол) излучения твердотельных лазеров, работающих на длине волны 1,06 мкм, не получило широкого распространения, так как поглощение в образце излучения только этой длины волны недостаточно для эффективной обработки материала.

Вместе с тем хорошо известны работы по одновременному воздействию на полупроводниковые образцы лазерных излучений с различными частотами. Так, например, в работах [6, 7] проведенное рассмотрение особенностей разогрева полупроводника при встречном двухчастотном воздействии продемонстрировало возможность широкого регулирования структуры температурного поля в объеме образцов. В работе [8] обнаружено взаимное влияние двух излучений на пороги импульсного оптического пробоя поверхности арсенида галия и представлена модель, качественно объясняющая это явление. В работе [9] предложено использовать совместное воздействие двух импульсных лазерных излучений для изготовления *p-n*-переходов в легированных полупроводниковых материалах.

Необходимо отметить, что в указанных выше работах приведены аналитические решения задач только о распределении температурных полей при двухчастотном лазерном воздействии. Однако для выяснения особенностей механизма термораскалывания хрупких неметаллических материалов опре-

деляющей является информация о распределении упругих напряжений, возникающих в материале в процессе обработки.

В данной работе предложен двухлучевой способ лазерного термораскалывания хрупких неметаллических материалов, сочетающий применение в качестве технологического инструмента излучения твердотельного лазера на алюмо-итриевом гранате (YAG) с длиной волны 1,06 мкм и излучения CO<sub>2</sub>-лазера с длиной волны 10,6 мкм.

Экспериментальные исследования были выполнены на созданном авторами лазерном технологическом комплексе [10], в состав которого входят модульные конструкции излучателя на YAG и CO<sub>2</sub>-лазера, объединенные в оптическую систему сведения и фокусировки излучения. Оптическая система формирует лазерный пучок с  $\lambda = 10,6$  мкм на поверхности образца в пятно в виде эллипса, ориентированного большей полуосью вдоль линии обработки материала. Непосредственно за этим пучком следует лазерный пучок с  $\lambda = 1,06$  мкм, который фокусируется на поверхности образца. При этом его центр лежит на линии обработки материала. Хладагент в виде воздушно-водяной смеси подается непосредственно за пучком с  $\lambda = 1,06$  мкм и формируется на поверхности образца в круглое пятно, центр которого также лежит на линии обработки материала.

В качестве образцов для исследования режимов двухлучевого термораскалывания были использованы пластины из листового стекла с толщиной от 0,4 до 8 мм. Термораскалывание стеклянных пластин осуществлялось в соответствии с описанной выше схемой расположения лазерных пучков и хладагента. Обрабатываемое изделие перемещалось с помощью координатного устройства относительно неподвижно расположенных лазерных пучков и форсунки, обеспечивающей подачу хладагента. Излучение с длиной волны 10,6 мкм, поглощаясь в поверхностном слое, осуществляет нагрев стеклянной пластины. Лазерный пучок с  $\lambda = 1,06$  мкм, проходя через объем стекла, частично в нем поглощается, что приводит к объемному нагреву образца. Далее нагретая лазерными пучками поверхность подвергается резкому охлаждению, попадая в область подачи хладагента. Таким образом, стеклянную пластину нагревает локальный поверхностный источник тепла в месте воздействия излучения CO<sub>2</sub>-лазера и объемный источник, сформированный лазерным излучением с длиной волны 1,06 мкм, распределение интенсивности которого по глубине подчиняется закону Ламберта–Бугера–Бера.

Полученные экспериментальные результаты доказывают возможность получения разделяющей микротрещины большей глубины в случае приме-

нения двухлучевой технологии и, как следствие, обеспечение повышения качества и точности обработки за счет устранения искривлений по линии разделения материала при докалывании образцов. Причем чем больше толщина обрабатываемого материала, тем значительней относительное увеличение глубины микротрещины по сравнению с методом ЛУТ. Кроме того, использование двухлучевой технологии позволило уменьшить отрицательные краевые эффекты, сущность которых заключается в том, что при приближении микротрещины к границе образца она опережает лазерный пучок и перерастает в сквозную трещину, неуправляемо развивающуюся в направлении торца образца.

В соответствии с приведенной выше моделью процесса двухлучевого разделения, было выполнено конечно-элементное решение задачи о распределении термоупругих полей в образце конечной толщины в квазистатической постановке [11]. Для определения термоупругих полей, возникающих при лазерном термораскалывании образца, вначале выполнялся расчет полей температур. Для этого находилось решение вариационной задачи о минимуме функционала, связанного с физическим процессом теплопроводности и обладающего тем свойством, что любая минимизирующая его функция удовлетворяет как исходному дифференциальному уравнению теплопроводности, так и граничным условиям, определяющим воздействие движущихся лазерных пучков при одновременном учете объемного поглощения излучения с длиной волны 1,06 мкм и интенсивной теплоотдачи с поверхности в месте подачи хладагента. При этом для сведения непрерывной вариационной задачи к дискретной рассматриваемая область разбивалась на конечное число шестигранных элементов второго порядка, внутри каждого из которых распределение температуры представлялось полиномом. Неизвестными в этой части задачи термоупругости являются значения температуры ( $T$ ) в узлах, которые определяются для каждого элемента в виде  $T = [N^e] \{T\}$ , где  $[N^e]$  – матрица, определяющая зависимость функций формы от координат, а столбец  $\{T\}$  – содержит узловые значения функции  $T$ .

Как известно, решение конечно-элементной задачи о нахождении термоупругих напряжений, формируемых в результате комплексного воздействия лазерного излучения и хладагента на материал, связано с минимизацией интегральной величины, зависящей от работы напряжений и внешней приложенной нагрузки [12], которая в случае моделирования двухлучевой лазерной обработки определяется расширением материала в зоне воздействия лазерного излучения и сжатием в зоне подачи хладагента. В расчетной программе была применена формули-

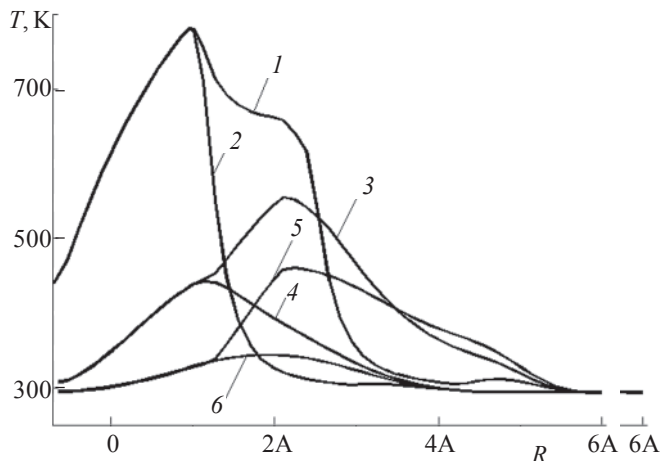
ровка метода конечных элементов задачи термоупругости в перемещениях, требующая минимизации потенциальной энергии системы, при этом после определения перемещений выполнялось вычисление компонент тензоров деформаций и напряжений.

Для расчетов полагалось что, плотность стекла постоянна и равна  $2450 \text{ кг/м}^3$ . Были учтены зависимости коэффициентов теплопроводности и удельной теплоемкости от температуры [13]. Модуль упругости, коэффициент Пуассона и коэффициент температурного расширения полагались соответственно имеющими значения  $E = 68 \text{ ГПа}$ ,  $\nu = 0,221$ ,  $\alpha = 89 \times 10^{-7} \text{ град}^{-1}$ . Расчеты проводились для следующих параметров лазерных пучков: большая ось  $A = 3 \times 10^{-3} \text{ м}$ , малая ось  $B = 10^{-3} \text{ м}$  для пучка с длиной волны излучения  $10,6 \text{ мкм}$  и мощностью излучения  $25 \text{ Вт}$ ; радиус пятна излучения YAG-лазера  $10^{-3} \text{ м}$  и мощность излучения  $20 \text{ Вт}$ . Расчеты выполнены для пластины с геометрическими размерами  $20 \times 20 \times 5 \text{ мм}$ .

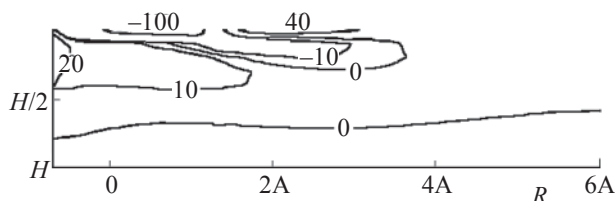
Для сравнительного анализа были проведены расчеты распределения термоупругих полей для случаев однолучевого процесса ЛУТ и совместного воздействия  $\text{CO}_2$ - и YAG-лазеров, при этом в обоих случаях для расчетов использовались одинаковые значения технологических параметров обработки. На рис. 1 представлены зависимости температуры от расстояния до центра пучка  $\text{CO}_2$ -лазера в плоскости разделения материала для различных глубин образца. Данные графики являются аналогом временной развертки полей температур в фиксированной точке. В качестве основного критерия оптимизации технологических параметров на основании информации о температурных полях приняты максимальные значения температуры в зоне обработки, которая определяет механизм разрушения образца. В случае обработки силикатных стекол в качестве верхнего предела допустимых температур, при которых реализуется “хрупкий” механизм разделения, служит значение температуры стеклования (для листового силикатного стекла –  $789 \text{ К}$ ). Как видно из рассмотрения рисунка, это условие при выбранных параметрах обработки удовлетворяется в обоих случаях.

При однолучевой обработке происходит интенсивный нагрев поверхности образца под воздействием излучения  $\text{CO}_2$ -лазера, тогда как более глубокие слои вследствие невысокой теплопроводности стекла остаются непрогретыми и уже на глубине в  $0,2 H$  ( $H$  – толщина материала) на локализацию температур с большими значениями воздействие  $\text{CO}_2$ -лазера не оказывает существенного влияния.

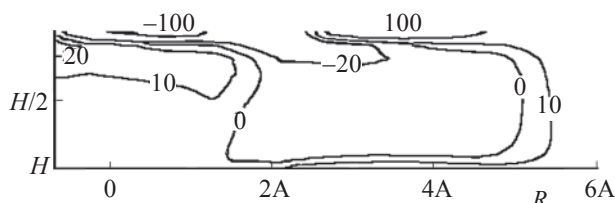
На рис. 2 и 3 представлены распределения полей напряжений ( $\sigma_{yy}$ ) в плоскости разделения образца в виде изолиний с указанными на них значениями



**Рис. 1.** Зависимость температуры от расстояния до центра эллиптического лазерного пучка в образце ( $R$ ) на глубине  $Z$  ( $Y = 0 \text{ мм}$ ). Тип термораскалывания: 1 – двухлучевое,  $Z = 0$ ; 2 – однолучевое,  $Z = 0$ ; 3 – двухлучевое,  $Z = 0,1 H$ ; 4 – однолучевое,  $Z = 0,1 H$ ; 5 – двухлучевое,  $Z = 0,2 H$ ; 6 – однолучевое,  $Z = 0,2 H$ .



**Рис. 2.** Распределение полей напряжений  $\sigma_{yy}$  в плоскости разделения образца в случае однолучевого термораскалывания ( $Y = 0 \text{ мм}$ , в ед. МПа).

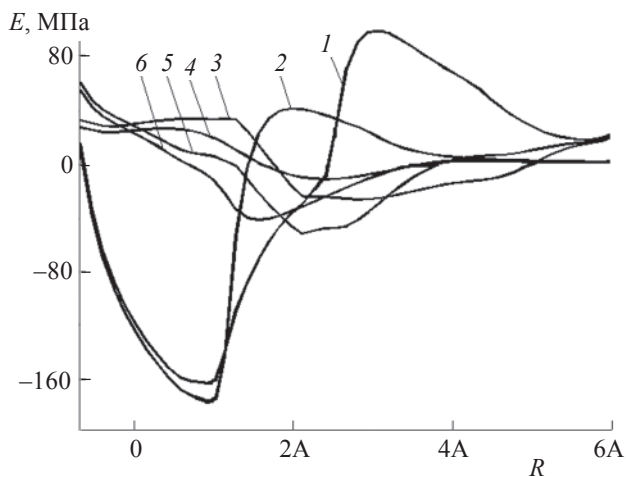


**Рис. 3.** Распределение полей напряжений  $\sigma_{yy}$  в плоскости разделения образца в случае двухлучевого термораскалывания ( $Y = 0 \text{ мм}$ , в ед. МПа).

напряжений в момент, когда центр пучка  $\text{CO}_2$ -лазера находится в точке 0 для случая однолучевого процесса ЛУТ и совместного воздействия  $\text{CO}_2$ - и YAG-лазера соответственно.

На рис. 4 представлены зависимости напряжений  $\sigma_{yy}$  от расстояния до центра пучка  $\text{CO}_2$ -лазера в плоскости разделения материала на различных глубинах. Данные графики также являются аналогом временной развертки полей напряжений в фиксированной точке на различных глубинах образца.

Из сравнительного анализа распределений полей напряжений  $\sigma_{yy}$ , приведенных на рис. 2–4, сле-



**Рис. 4.** Зависимость напряжений  $\sigma_{yy}$  от расстояния до центра эллиптического лазерного пучка в образце на глубине  $Z (Y = 0 \text{ мм})$ . Тип термораскалывания: 1 – двухлучевое,  $Z = 0$ ; 2 – однолучевое,  $Z = 0$ ; 3 – двухлучевое,  $Z = 0,2 H$ ; 4 – однолучевое,  $Z = 0,2 H$ ; 5 – двухлучевое,  $Z = 0,1 H$ ; 6 – однолучевое,  $Z = 0,1 H$ .

дует, что в обоих случаях инициирование разделяющей микротрещины происходит в поверхностных слоях материала от трещиноподобного дефекта микроструктуры в зоне растягивающих напряжений, сформированных за счет подачи хладагента. Далее начальная микротрещина начинает свое движение и распространяется до зоны сжимающих напряжений, сформированных лазерным излучением. Распределение сжимающих напряжений в объеме образца определяет форму и глубину проникновения микротрещины, инициализация и интенсивное развитие которой, происходит в зоне растягивающих напряжений, сформированных в области подачи хладагента. После достижения микротрещиной максимальной глубины проникновения нестационарный рост трещины прекращается, и дальнейшее ее движение определяется изменением пространственного распределения зон растягивающих и сжимающих напряжений, обусловленных взаимным перемещением обрабатываемого материала, лазерного излучения и хладагента. В случае двухлучевой обработки за счет объемного поглощения материалом излучения YAG-лазера область сжимающих напряжений располагается в более глубоких слоях материала, что обеспечивает значительное увеличение глубины разделяющей микротрещины, наблюдаемое в эксперименте в сравнении с однолучевой обработкой. Кроме этого, необходимо отметить (см. рис. 4), что в случае двухлучевой обработки в зоне подачи хладагента величина растягивающих напряжений более чем в 2 раза превышает величину растягивающих напряжений, возникающих в результате однолучевой обработки, что обес-

печивает высокую стабильность процесса зарождения микротрещины.

При приближении к краю образца лазерных пучков зона больших по величине сжимающих напряжений, вызванных интенсивным нагревом излучения  $\text{CO}_2$ -лазера, значительно уменьшается, в результате чего развитие микротрещины переходит в неуправляемый режим, что обуславливает наличие некоторого отклонения трещины от прямолинейного распространения, а возле торца образца возникает практически сквозная трещина. При двухлучевой обработке область значительных сжимающих напряжений формируется практически по всей глубине образца, при этом сжимающие напряжения значительно больше, чем для случая однолучевого термораскалывания. Это приводит к тому, что с приближением к краю образца микротрещина переходит в неуправляемый режим и краевые дефекты уменьшаются.

Разработанная технология двухлучевого термораскалывания хрупких неметаллических материалов, отличающаяся от ЛУТ использованием дополнительного лазера с длиной волны, соответствующей объемному поглощению материала, обеспечивает возможность формирования заданного распределения полей термоупругих напряжений не только в тонком поверхностном слое, но и по всей глубине обрабатываемого материала. Это в свою очередь обеспечивает повышение качества и точности обработки, значительно уменьшает отклонение разделяющей микротрещины от линии разделения материала за счет увеличения ее глубины.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Шалупаев С.В., Шершнев Е.Б., Никитюк Ю.В. и др. Лазерное термораскалывание диэлектрических материалов // *Ceramics. Polish Ceramic Bulletin*. 2001. V. 65. P. 75–83.
2. Емельянов В.А., Кондратенко В.С., Шалупаев С.В. и др. Анализ особенностей лазерного термораскалывания кварцевого стекла // *Электрон. техн. Сер. Лазерная техника и оптоэлектроника*. 1991. В. 3 (59), С. 90–92.
3. Shalupaev S.V., Semchenko A.V., Nikitjuk Y.V. Silica gel glasses after laser radiation // *Material Sci*. 2003. V. 21. № 4. P. 495–501.
4. Шалупаев С.В., Шершнев Е.Б., Никитюк Ю.В. Лазерное разделение стекла в плоскости, параллельной поверхности // *Изв. Гомельского гос. ун-та имени Ф. Скорины*. 2001. № 6 (9). С. 114–117.
5. Шалупаев С.В., Шершнев Е.Б., Никитюк Ю.В. и др. Обработка методом лазерного термораскалывания керамических и стеклянных изделий трубчатой формы // *Ceramics. Polish Ceramic Bulletin*. V. 79. 2003. P. 115–120.

6. *Какорин С.А., Комолов В.Л., Либенсон М.Н.* Особенности фотовозбуждения и распределения температуры в полупроводнике при встречном двухчастотном воздействии // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. В. 9. С. 513–517.
7. *Комолов В.Л., Либенсон М.Н., Шандыбина Г.Д.* Разогрев и лазерное разрушение полупроводников // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1985. Т. 49. № 6. С. 1103–1110.
8. *Бонч-Бруевич А.М., Бумялис А.Й., Комолов В.Л. и др.* Оптический пробой арсенида галлия при импульсном двухчастотном воздействии // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. В. 8. С. 507–510.
9. *Кияк С.Г., Либенсон М.Н., Пляцко Г.В., Чельный А.А.* Способ изготовления  $p$ - $n$ -переходов в легированных полупроводниковых материалах // А. с. № 1042523. 1983.
10. *Шалунаев С.В., Шеринев Е.Б., Никитюк Ю.В.* Установка для лазерного термораскалывания хрупких неметаллических материалов // Пат. Респ. Беларусь № 683. 2002.
11. *Шабров Н.Н.* Метод конечных элементов в расчетах деталей тепловых двигателей. Л.: Машиностроение, 1983. 212 с.
12. *Новацкий В.* Теория упругости. М.: Мир, 1975. 872 с.
13. *Кикоин И.К., Аверин В.Г., Аронзон Б.А.* Таблицы физических величин: Справочник / Под ред. Кикоина И.К. М.: Атомиздат, 1976. 1008 с.