

ТЕПЛОВЫЕ ЭФФЕКТЫ, ВОЗНИКАЮЩИЕ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ 1,07 МКМ ЧЕРЕЗ ОПТИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ

О. Е. Авдошина, В. А. Гарюткин, Е. Н. Макейкин, К. Р. Мансуров, С. В. Маркин, А. М. Радайкин

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ» ИЛФИ, г. Саров Нижегородской обл.

Для создания устройств на базе твердотельных лазеров необходима информация о поведении оптических элементов (ОЭ) из стекол различных марок при прохождении через них непрерывного лазерного излучения (ЛИ), так как процесс самовоздействия ЛИ является фактором, ограничивающих мощность таких устройств.

Целью проведенных исследований являлось определение характера и диапазона изменения оптических, теплофизических и прочностных параметров исследуемых стекол при воздействии на них квазинепрерывного (длительностью 5–30 с) ЛИ с длиной волны 1,07 мкм с гауссовым пространственным распределением интенсивности в диапазоне плотности мощности от ~50 до ~5000 Вт/см². Объектом исследования являлись образцы оптического стекла марки К8 и кварцевого стекла, изготовленные на российских предприятиях в разные годы.

Ослабление монохроматического излучения в поглощающей среде описывается уравнением Бугера–Ламберта–Бера [1]:

$$I(z) = (1 - k)I_0 e^{-\alpha z}, \quad (1)$$

где I_0 – интенсивность светового луча на поверхности элемента, k – коэффициент отражения поверхности падения, α – показатель поглощения материала, z – координата, отсчитываемая вглубь материала. Величина коэффициента поглощения для оптических материалов обычно не превышает 10^{-2} см⁻¹, поэтому ослабление ЛИ при толщинах ОЭ до 10 см не превышает 10 % и можно считать, что интенсивность нагрева по толщине образца в этом случае практически не меняется.

Тепловые процессы в поглощающей свет среде описываются уравнением теплопроводности. Приращение температуры в некоторой точке среды при осесимметричном (гауссовом) распределении источника тепла $T(t, r, z)$ удовлетворяет уравнению [1]:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \chi \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \alpha' I_0 f_r(r) f_t(t) - q_{\text{охл}}, \quad (2)$$

где $\chi = \frac{\lambda}{\rho c_p}$ – коэффициент температуропроводности, ρ , c_p , λ – плотность, теплоемкость и теплопроводность материала, $\alpha' = \frac{(1 - k)\alpha}{\rho c_p}$ – коэффициент преобразования плотности мощности ЛИ $\left[\frac{\text{Вт}}{\text{см}^2} \right]$

в функцию теплового источника $\left[\frac{\text{град}}{\text{с}} \right]$, $f(r) = e^{\left(-\frac{2r^2}{r_0^2} \right)}$ – функция Гаусса, r_0 – эффективный радиус ЛИ, $f(t)$ – форма импульса ЛИ (равна 1 при $t \leq t_{\text{ЛИ}}$ и 0 при $t \geq t_{\text{ЛИ}}$, где $t_{\text{ЛИ}}$ – длительность импульса ЛИ), $q_{\text{охл}} = \alpha(T - T_c) + \sigma \varepsilon (T - T_c)^4$ – суммарная плотность мощности охлаждения образца

α – коэффициент конвективного охлаждения, σ – постоянная Стефана–Больцмана, ε – излучательная способность поверхности материала.

Как показано в [2] в условиях лабораторной установки без использования принудительного охлаждения (естественная конвекция) величиной $q_{\text{охл}}$ можно пренебречь. Таким образом, в отсут-

стве сильного поверхностного охлаждения и малости коэффициента поглощения нагрев в каждый момент времени постоянен по толщине образца и распределение температуры в объеме образца с учетом осесимметричности можно характеризовать ее радиальным распределением $T(r)$.

Численные решения уравнения (2), проведенные авторами, показывают, что распределение температуры по радиусу в любой момент времени действия ЛИ можно аппроксимировать функции Гаусса:

$$T(r) = T_0(t) e^{-2 \frac{r^2}{r_T(t)^2}}. \quad (3)$$

При этом функции $T_0(t)$ и $r_T(t)$ монотонно растут со временем действия ЛИ по закону близкому к логарифмическому, причем функция $T_0(t)$ в качестве параметра содержит $I_0, r_{эфф}, \chi$, а вид функции $r_T(t)$ зависит только от $r_{эфф}, \chi$.

В нагретом ОЭ изменяется показатель преломления за счёт изменения температуры стекла, деформации объекта и вследствие возникающих термоупругих напряжений. После прохождения через неравномерно нагретый диск излучение приобретает дополнительную фазу. В [3, 4] показано, что разность хода для конкретного образца линейно зависит от температуры тела и при неравномерном нагреве можно записать через выражение:

$$\Delta(r) = WL\Delta T(r), \quad (4)$$

где L – толщина оптического элемента, W – термооптическая константа материала исследуемого оптического элемента, которая в свою очередь равна:

$$W = \beta(n-1)(1+\mu) + \frac{dn}{dT} - \beta E \frac{C_1 + C_2}{2}, \quad (5)$$

где β – коэффициент теплового расширения, n – показатель преломления, μ – коэффициент Пуассона, $\frac{dn}{dT}$ – абсолютный температурный показатель преломления, E – модуль Юнга, C_1 и C_2 – фотоупругие константы. С учетом (3) разность хода по радиусу можно выразить:

$$\Delta(r) = WLT_0 \left(1 - e^{-2 \frac{r^2}{r_T^2}} \right). \quad (6)$$

Можно провести оценку эффективного фокуса сформировавшейся тепловой линзы можно получить, выразив его через разность хода, как это показано в [5]:

$$F \approx \frac{r^2}{2\Delta(r)} = \frac{r^2}{2WLT_0 \left(1 - e^{-2 \frac{r^2}{r_T^2}} \right)} \approx \frac{r_T^2}{4WLT_0}. \quad (7)$$

Из анализа выражения (7) следует уменьшение величины фокусного расстояния от бесконечности до некоторого конечного значения как функции t^{-1} в процессе воздействия ЛИ. После выключения ЛИ фокусное расстояние снова будет расти в связи с выравниванием температуры в ОЭ и соответственно уменьшением T_0 .

Измерение коэффициентов отражения и поглощения исследуемых образцов оптического стекла

Для определения коэффициентов отражения и поглощения образцов использовался способ, схематично изображенный на рис. 1, который заключался в измерении энергии ЛИ, отраженной от передней и задней грани образца и энергии, прошедшей через образец. Угол падения ЛИ на образец составлял $\sim 30^\circ$.

Таким образом, коэффициент поглощения можно выразить через измеренные значения энергии двумя способами:

$$\alpha = -\frac{1}{L} \ln \left(\frac{E_0}{E_0 - E_1} \sqrt{\frac{E_2}{E_1}} \right) \quad \text{или} \quad \alpha = -\frac{1}{L} \ln \left(\frac{E_0 E_3}{(E_0 - E_1)^2} \right). \quad (8)$$

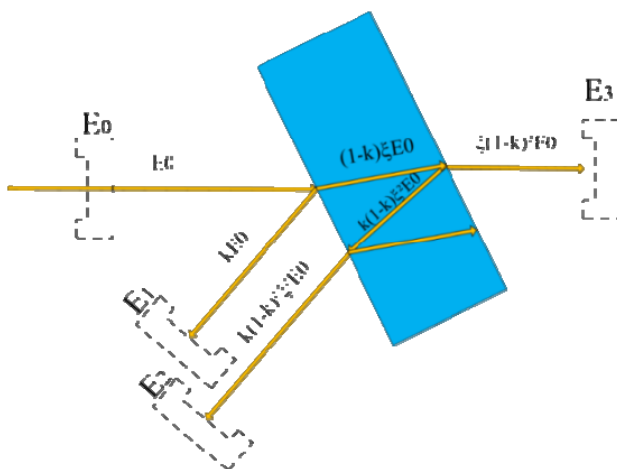


Рис. 1. Схема измерения коэффициентов отражения и поглощения

Для каждого образца стекла была проведена серия измерений коэффициентов отражения и поглощения при различных уровнях мощности ЛИ. Из рис. 2,а,б видно, что коэффициент отражения незначительно возрастает, а коэффициент поглощения не изменяется с увеличением мощности ЛИ. Поэтому данные коэффициенты для каждого образца можно характеризовать средним значением.

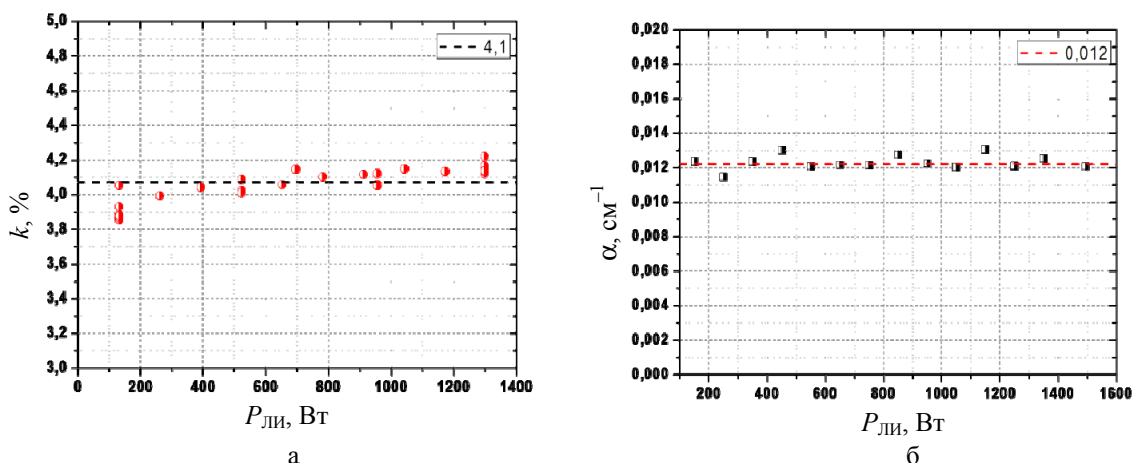


Рис. 2. Зависимость коэффициентов отражения (а) и поглощения (б) стекла К8 от мощности ЛИ

Исследуемые образцы имели пластинчатую и цилиндрическую форму различного размера. Усредненные результаты измерений приведены в таблице и на диаграмме (рис. 3).

Индекс стекла	Габаритные размеры ахbхh/Dхh, мм	Форма объекта	Тип стекла	α , см ⁻¹	k, %
C1	275x275x40	Пластина	К8	0,009	—*
C2	260x300x40	Линза	К8	0,009	—*
C3	190x100	Цилиндр	К8	0,002	4,1
C4	400x50	Диск	К8	0,011	—*
C5	40x20	Цилиндр	К8	0,02	4,2
C6	445x60	Диск	К8	0,0057	4,0
C7	445x60	Диск	К8	0,0052	4,1
C8	160x30	Диск	К8-Л	0,006	4,3
C9	40x8	Диск	К8	0,02	4,1
C10	445x60	Диск	К8	0,0076	4,1

* – нет информации о k, поскольку на поверхности образца просветляющее покрытие.

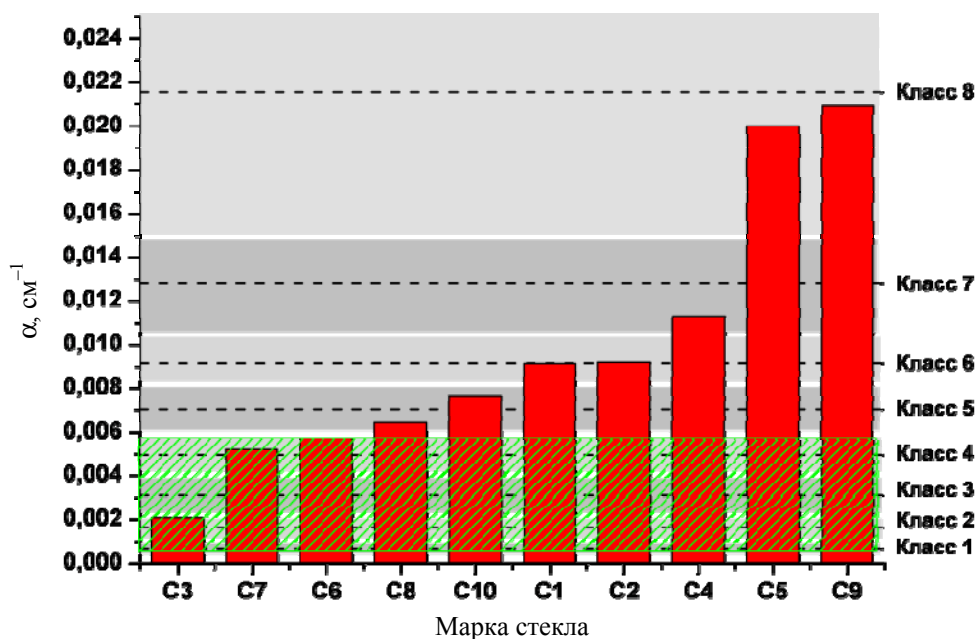


Рис. 3. Средний коэффициент поглощения исследованных образцов стекла К8 ЛИ длиной 1,067 мкм и их соответствие ГОСТ 23136-93

Из всех 10-ти исследованных образцов цилиндрический образец С3 толщиной 10 см, изготовленный в 80-е годы, обладает наименьшим коэффициентом поглощения, равным 0,002 см⁻¹, что практически соответствует верхней границе II класса по ГОСТ 23136-93. Все оптические стекла марки К8, изготовленные российскими производителями в 90-х – 2000-х годах обладают заметным поглощением и относятся к V – VIII классам ГОСТа. Поэтому детали из этого стекла, предназначенные для пропускания заметных плотностей мощности лазерного и иного оптического излучения, необходимо подвергать входному контролю.

Постановка эксперимента по нагреву ОЭ излучением лазера

Эксперименты проводились на исследовательском стенде, созданном на базе волоконного одномодового лазера, работающего в диапазоне длин волн 1065 ÷ 1075 нм и обеспечивающего вы-

ходную мощность до 1500 Вт. Схема измерений в экспериментах приведена на рис. 4. Энергия ЛИ определялась с помощью измерителя мощности/энергии Ophir L1500W-LP-V1-ROHS. Длительность ЛИ определялась по изменению сигнала на кремниевом фотодиоде. Фактический уровень мощности, падающей на исследуемый образец, составляет $(99 \pm 1) \%$ мощности ЛИ, задаваемой в программе управления лазером. Для формирования пятна требуемой геометрии излучение лазера расширялось телескопической оптической схемой, состоящей из двух кварцевых линз. В зависимости от применяемой оптической схемы эффективный радиус пятна в опытах составлял 0,27, 0,55 и 1,1 см. Длительность ЛИ варьировалась в диапазоне от 5 до 40 с, а мощность – от 150 до 1500 Вт.

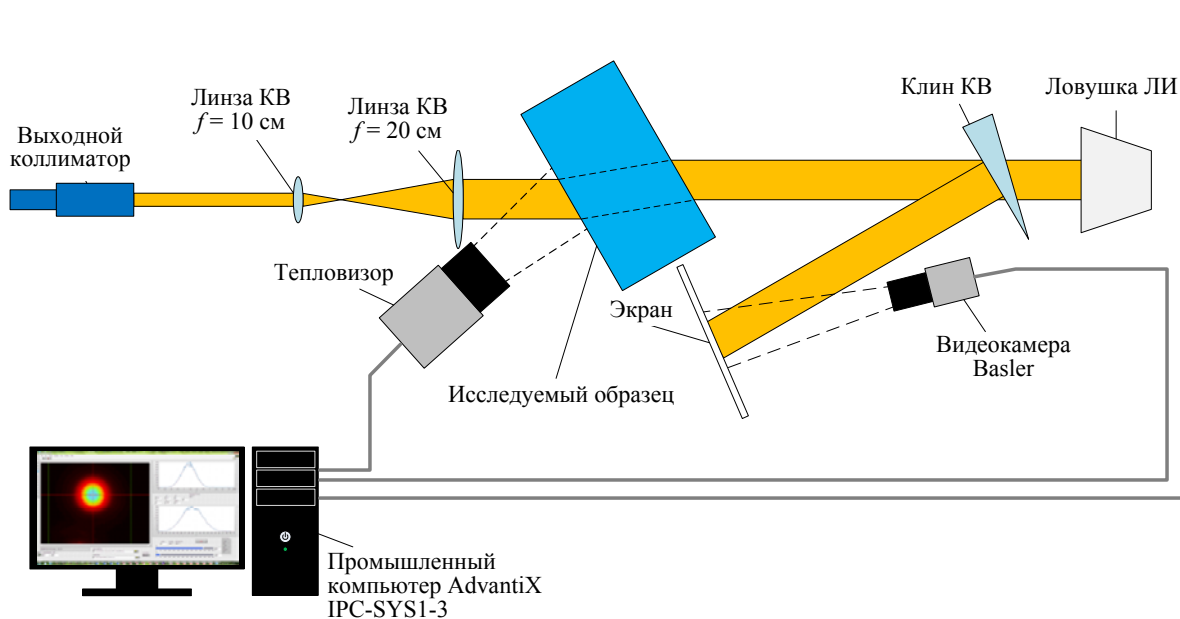


Рис. 4. Схема экспериментов по воздействию ЛИ на оптические элементы

Измерение температурного поля на образце производилось с помощью тепловизора Optrex или Satir HotFind, работающих в спектральном диапазоне от 8 до 14 мкм, располагаемых на расстоянии 30 см от поверхности образца. В результате измерений формировался видеофайл ИК-изображений. Последующая их обработка проводилась штатным ПО тепловизора, которое позволяло получить временную зависимость температуры в каждой ячейке температурной матрицы, а также пространственный профиль температуры в каждый момент времени.

Для определения относительного распределения интенсивности в пятне ЛИ, а также для визуализации процесса искажения (фокусировки) пятна ЛИ и измерения фокусного расстояния тепловой линзы использовался экран, на который с помощью кварцевого клина отводилась часть ЛИ. Изображение на экране в течение нагрева образца регистрировалось с помощью Ethernet-видеокамеры Basler разрешением 640×480 и частотой 10 кадров в секунду. Для получения качественного изображения, в предварительных пусках осуществлялся подбор светофильтров и величины экспозиции. Процедура записи изображений в видеофайл, а также его последующая обработка выполнялась с помощью разработанного авторами программного обеспечения (ПО). ПО позволяло снимать профиль ЛИ в заданном сечении, строить зависимость $I(x)$ и аппроксимировать ее функцией Гаусса. Кроме того, программа позволяла получить временные зависимости интенсивности в каждой выбранной точке пространства и диаметра пятна по заданному уровню. Измеряя в каждом кадре радиус пятна и его интенсивность в центре, можно определить момент появления фокуса на экране и его последующую дефокусировку в результате нагрева исследуемого образца.

Результаты экспериментов

В процессе проведения данного исследования было проведено около 200 опытов. В результате были получены временные зависимости нагрева образца, деформации в центре и боковой поверхности, пространственное распределение температуры для разных моментов времени. На рис. 5, представлены результаты по нагреву ОЭ для различных режимов воздействия ЛИ.

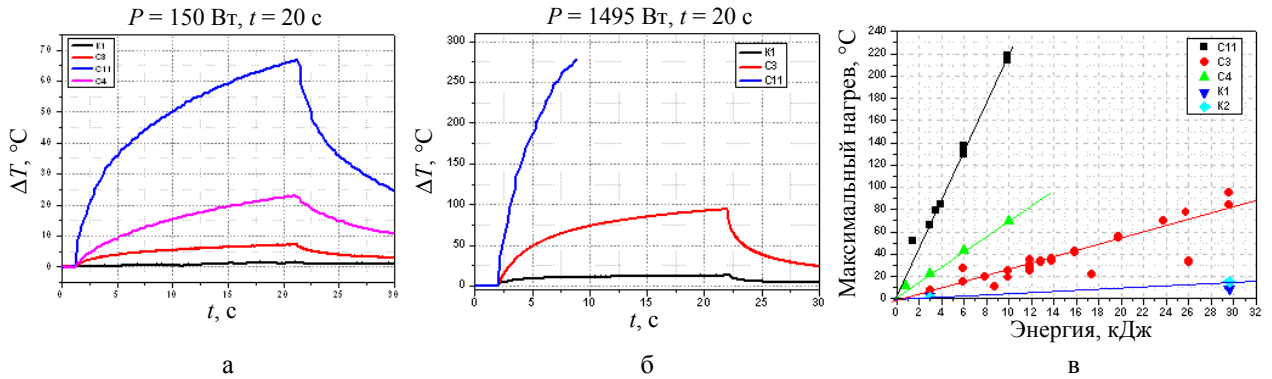


Рис. 5. Обобщенные данные по нагреву ОЭ ЛИ: временные зависимости нагрева различных стекол от времени при разной мощности ЛИ (а, б); зависимость максимального нагрева стекла от энергии ЛИ (в)

Из рис. 5,а,б видно, что при различных величинах коэффициента поглощения достигается различный темп нагрева образца при одном и том же режиме ЛИ. Из рис. 5,в видно, что рост максимального нагрева от энергии различается для каждого стекла и, в определяющей степени, зависит от коэффициента поглощения.

На рис. 6 приведено экспериментально измеренные и полученные из численного решения уравнения (2) временные зависимости температуры образца для разных режимов ЛИ.

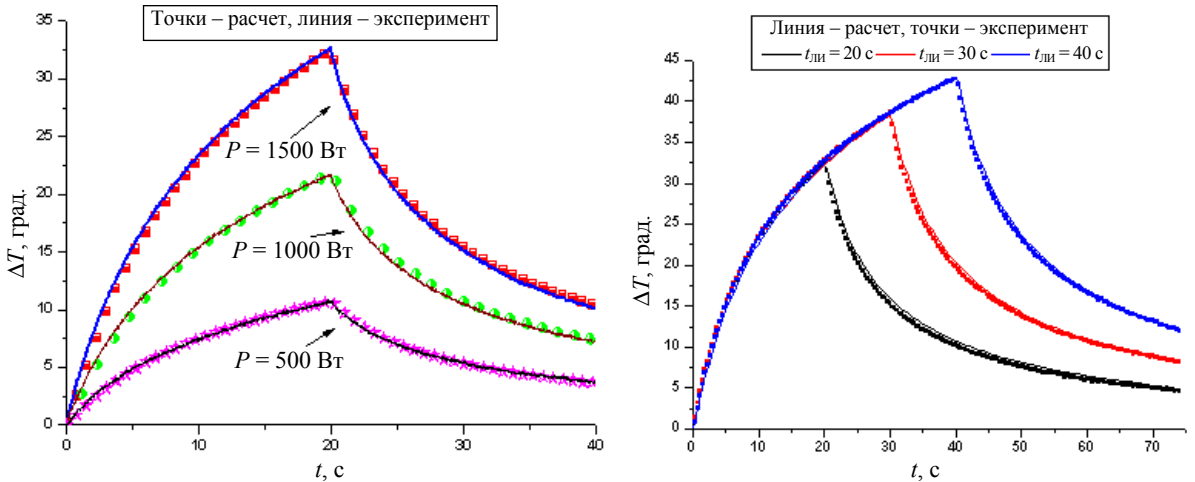


Рис. 6. Временные зависимости температуры для разных режимов ЛИ

На рис. 7 приведено экспериментально измеренные и полученные из численного решения уравнения (2) распределение температуры по радиусу образца для разных моментов времени на стадии нагрева и охлаждения на примере одного из опытов.

Из рис. 6, 7 видно хорошее согласие между расчетными и экспериментальными зависимостями температуры, при этом параметры стекла для расчета брались из справочной литературы [9].

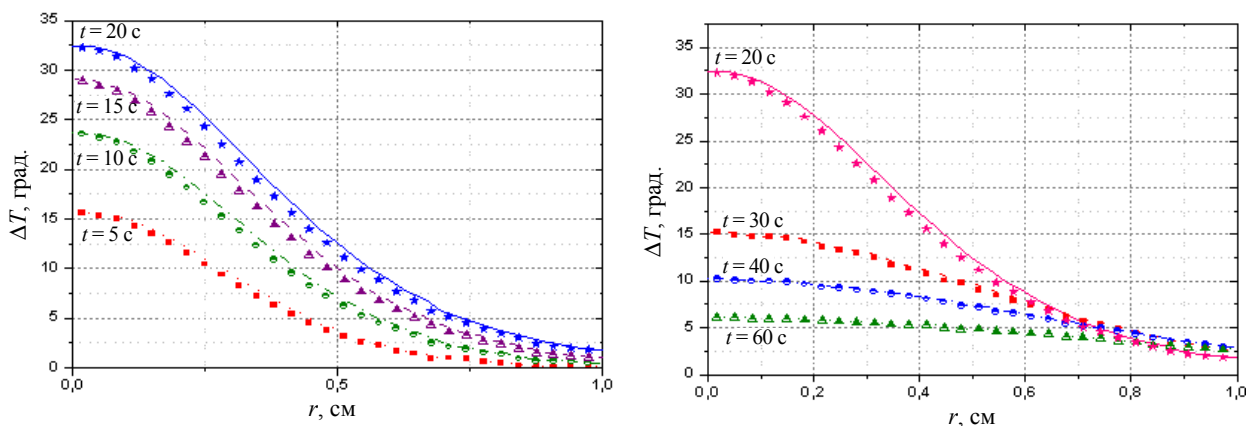


Рис. 7. Распределение температуры в ОИ для разных моментов времени (линия – эксперимент, точки – расчет)

На рис. 8 изображена покадровая съемка пятна ЛИ на экране расположенном на расстоянии 1,5 м от образца в одном из опытов.

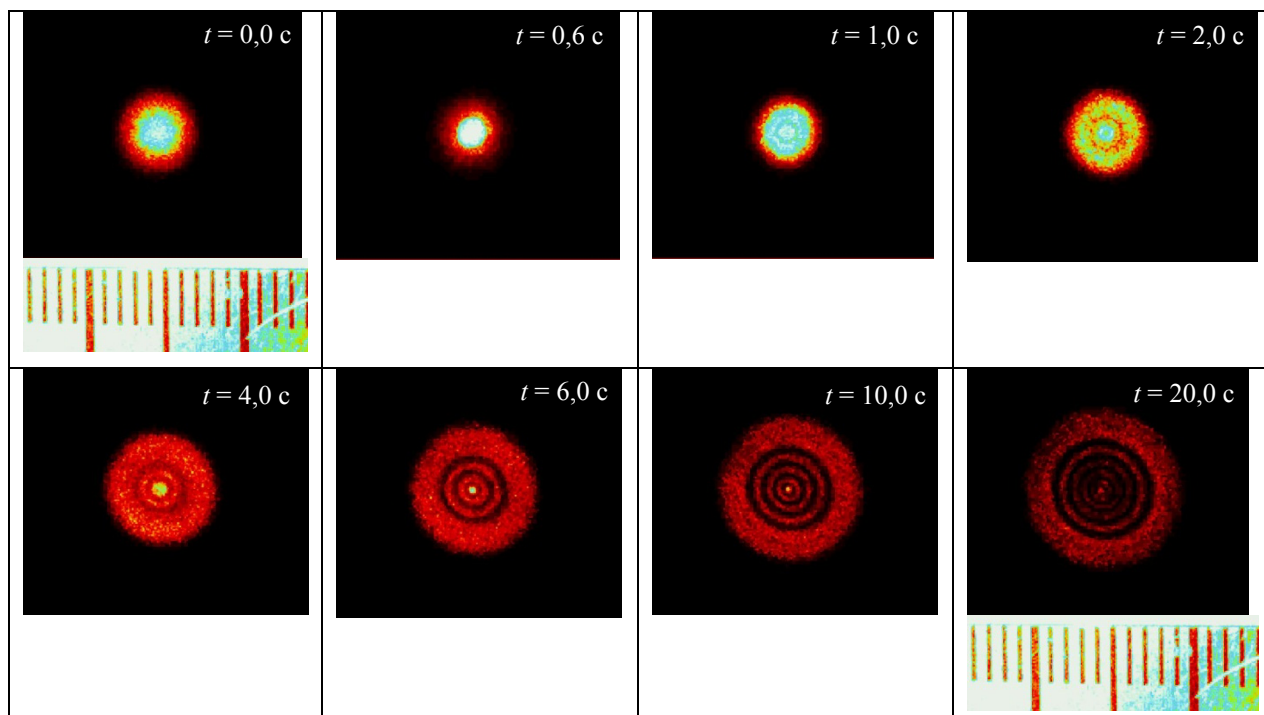


Рис. 8. Покадровая съемка фокусировки при прохождении ЛИ через плоский образец

Как видно из рис. 8, по результатам видеосъемки пятна ЛИ на экране, расположенном на фиксированном расстоянии, можно наблюдать искажение исходного пучка ЛИ. Вначале из-за появления тепловой линзы происходит фокусировка параллельного пучка ЛИ в плоскости экрана, а затем при дальнейшем нагреве образца фокус этой линзы продолжает уменьшаться, что приводит к увеличению пятна на экране. Кольцевая структура пятна, по-видимому, связана со сферической aberrацией. Момент времени, когда пятно ЛИ на экране имеет наименьший диаметр, можно считать временем фокусировки ЛИ на экране.

На рис. 9 приведена зависимость положения фокуса тепловой линзы от времени прохождения лазерного пучка постоянной мощности.

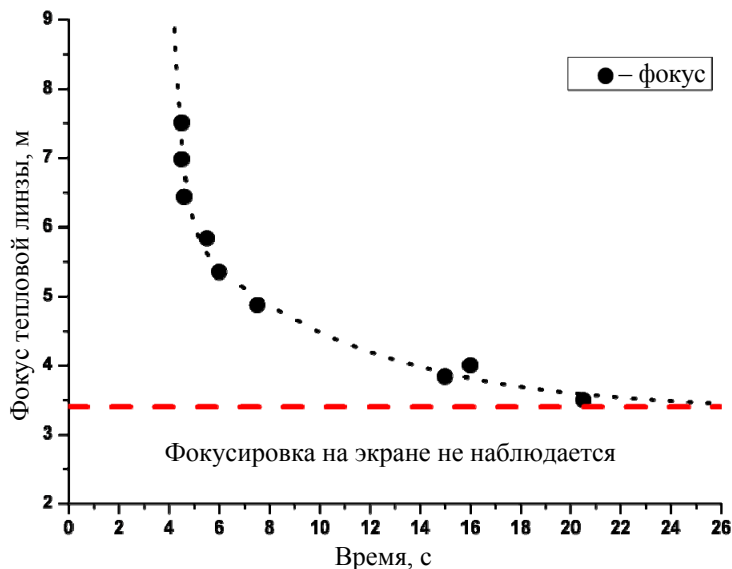


Рис. 9. Временная зависимость фокуса тепловой линзы

Как видно из рис. 9 характер изменения фокусного расстояния хорошо согласуется с аналитическим выражением (7) оценки фокуса сформировавшейся тепловой линзы.

На рис. 10 приведены экспериментально измеренные и полученные из численного решения уравнения (4) зависимости размера пятна от времени, из которых можно видеть в какой момент происходит фокусировка ЛИ на экране.

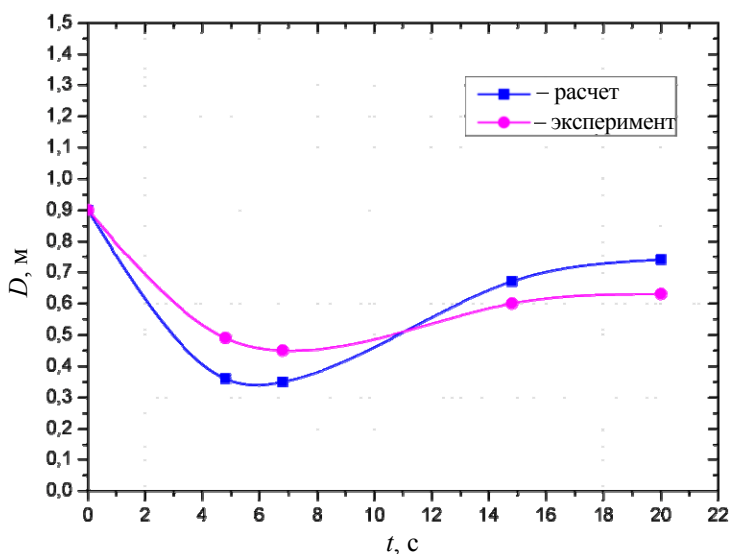


Рис. 10. Временная зависимость размера пятна на расстоянии 600 см от ОЭ

Постановка расчетов соответствовала постановке экспериментов по изменению интенсивности пучка при прохождении через термодетформированную пластину. Падающее на пластину излучение имело плоский волновой фронт $\varphi_0 = \text{const}$ и Гауссово распределение интенсивности. После прохождения через нагретую пластину волной фронт приобретает дополнительный набег фазы φ . Затем волновой фронт распространяется на расстояние $L = 600$ см от пластины и вычисляется распределение интенсивности $I = |E|^2$.

Заключение

Рассмотрен процесс воздействия ЛИ на прозрачные материалы. Показано, что при гауссовом распределении источника излучения, нагрев зоны ОЭ, через которую проходит ЛИ, характеризуется радиальным распределением температуры. Для этого случая получены аналитические выражения для термонапряжений и эффективного фокуса тепловой линзы, сформировавшихся в результате неравномерного нагрева оптического элемента.

Определены коэффициенты поглощения различных образцов из стекла К8.

Проведены экспериментальные исследования тепловых и оптических эффектов, возникающих при прохождении мощного лазерного излучения через ОЭ. Разработанные методики позволили получить пространственные и временные зависимости температуры ОЭ, зарегистрировать динамику дефокусировки ЛИ из-за образования тепловой линзы в процессе прохождения ЛИ через образец ОЭ.

Список литературы

1. Захаров Н. С., Урлин В. Д., Шенцев Н. И. Тепловые, гидродинамические и плазменные эффекты при взаимодействии лазерного излучения с веществом. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2004, 425 с.
2. Лыков А. В. Теория теплопроводности. Москва: Высшая школа, 1967.
3. Шрамко Ю. П. Влияние теплового режима иллюминатора на деформацию фронта волны. Оптико-механическая промышленность. 1972, № 3. С. 14–17.
4. Мезенов А. В., Сомс Л. Н., Степанов А. И. Термооптика твердотельных лазеров, Ленинград, «Машиностроение», 1986, 199 с.
5. Chenais S., Druon F., Forget S., Balembois F., George P. On thermal effects in solid-state lasers: the case of ytterbium-doped materials. Progress in Quantum Electronics. 2006. Vol. 30. P. 89–153.
6. Тимошенко С. П., Гудьер Дж. Теория упругости. – М.: Изд-во Наука, 1975.
7. ГОСТ 3514-94, Стекло оптическое бесцветное. Технические условия, Госстандарт РФ, М., 1996.
8. ГОСТ 23136-93, Материалы оптические. Параметры, Госстандарт РФ, М., 1996.
9. Физические величины. Справочник под ред. И. С. Григорьева и Е. З. Михайлова. Атомиздат, М., 1991, 1232 с.