

ОБЪЕМНЫЙ И ПОВЕРХНОСТНЫЙ ЭФФЕКТЫ, ВОЗНИКАЮЩИЕ  
ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРА НА ОПТИЧЕСКОЕ  
СТЕКЛО

*Н. Г. Басов, О. Н. Крохин, Н. В. Морачевский  
Г. В. Склизков*

*(Москва)*

Исследованы эффекты, возникающие при воздействии излучения лазера, работающего в режиме свободной генерации, на оптическое стекло. Методом скоростной интерферометрии установлено, что при фокусировании излучения лазера внутрь исследуемого образца в последнем возникают оптические неоднородности. Измерены величины этих неоднородностей внутри каустики фокусирующей линзы. На основании временного хода развития неоднородностей сделано предположение, что причиной возникновения их являются термоупругие напряжения. Методами теории термоупругости рассчитаны величины этих напряжений и температура. Обнаружено также, что при фокусировании излучения на поверхность начинается испарение материала образца. Дано качественное описание, проведено сравнение этого эффекта с эффектом поверхностного испарения конденсированных непрозрачных сред под действием излучения лазера.

При воздействии излучения лазера на прозрачные диэлектрики наблюдается ряд интересных эффектов. Одним из таких эффектов является разрушение. В зависимости от условий эксперимента разрушение носит различный характер: структурные изменения, сколы, трещины. Выяснению причин, приводящих к разрушению, посвящено значительное число в основном экспериментальных работ. Был предложен ряд гипотез относительно механизма, посредством которого энергия электромагнитных колебаний превращается в энергию механических напряжений.

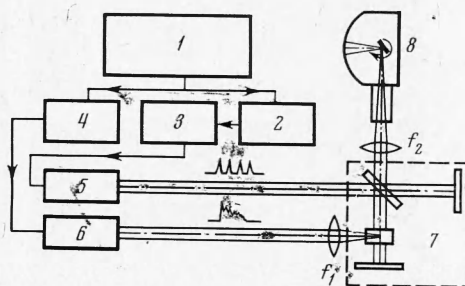
Одной из первых гипотез о механизме разрушения твердых прозрачных диэлектриков явилась гипотеза о возникновении сильной гиперзвуковой волны, возбужденной вынужденным рассеянием Мандельштама — Бриллюэна (ВРМБ) [1-3]. Однако авторы этих работ не считали этот вопрос окончательно решенным. В работе [2] сделаны оценки величины механического напряжения, вызванного гиперзвуковой волной. Было показано, что при условии равномерной генерации гиперзвука величина этого напряжения по крайней мере на порядок меньше макроскопической прочности. Кроме того, прямое наблюдение разрушения вещества ниже порога появления ВРМБ [4] не подтвердило его основной роли в процессе разрушения.

В качестве другой гипотезы о механизме разрушения была предложена «тепловая» гипотеза. Согласно этой гипотезе причиной разрушения являются термоупругие напряжения, возникающие за счет непосредственного поглощения излучения [5]. Для прозрачных сред, включающих в себя микрон неоднородности, в рамках той же тепловой гипотезы было сделано предположение о локальном поглощении световой энергии в очагах теплового взрыва [6] или в газовых пузырьках, «расклинивающих» материал [7]. Можно предположить, что в зависимости от выбора исследуемого вещества, а также от плотности потока и энергии излучения механизм разрушения может быть различен. С этой точки зрения имеет значение исследование эффектов, возникающих в прозрачных материалах при воздействии излучения лазера на стадии, предшествующей разрушению.

*Методика исследования.* Для исследования эффектов, возникающих при прохождении луча лазера через прозрачное вещество, была применена методика скоростной интерферометрии. Схема эксперимента показана на фиг. 1, на которой 1 — пульт управления скоростной фоторегистрирующей камеры, 2 — электронная задержка управляющего импульса, 3, 4 — блоки управления рубинового и неодимового лазеров соответственно, 5 — рубиновый лазер, работающий в режиме повторяющихся гигантских импульсов, 6 — неодимовый лазер, 7 — интерферометр Майкельсона с

исследуемым образцом, 8 — скоростная фоторегистрирующая камера СФР,  $f_1$  — линза, фокусирующая излучение неодимового лазера,  $f_2$  — объектив, передающий изображение исследуемого образца на фотопленку.

Скоростное фотографирование осуществлялось совместным использованием скоростной фоторегистрирующей камеры СФР-2М и рубинового лазера, работающего в режиме повторяющихся гигантских импульсов [8]. При этом гигантские импульсы излучения длительностью  $15 \div 20$  нсек следуют один за другим с интервалом  $50 \div 150$  мксек. Такой режим может быть получен при введении в резонатор нелинейного элемента типа кюветы с раствором фталцианина ванадия в нитробензоле или пластины из стекла типа КС-17 или КС-18. Исследуемый образец в виде прямоугольного параллелепипеда с тщательно отполированными гранями, помещался в одно из плечей интерферометра Майкельсона.



Фиг. 1

Чтобы по возможности исключить влияние макронеоднородностей (свилей, пузырьков) в качестве материала образца было выбрано оптическое стекло марки К-8. На исследуемый образец с помощью линзы  $f = 20$  см фокусировалось излучение неодимового лазера с энергией  $\sim 100$  дж и длительностью импульса  $\sim 10^{-3}$  сек. Для обработки интерферограмм был применен метод, позволяющий получить количественные данные для осесимметричной задачи (см. например, [9]).

*Результаты эксперимента и их обсуждение.* Характерные интерферограммы оптических неоднородностей, возникающих в моменты времени  $t = 290, 440, 620, 800$  мксек при фокусировании излучения неодимового лазера с энергией  $W \approx 100$  дж, длительностью импульса  $\tau \approx 1.5 \cdot 10^{-3}$  сек внутрь образца, показаны на фиг. 2, а.

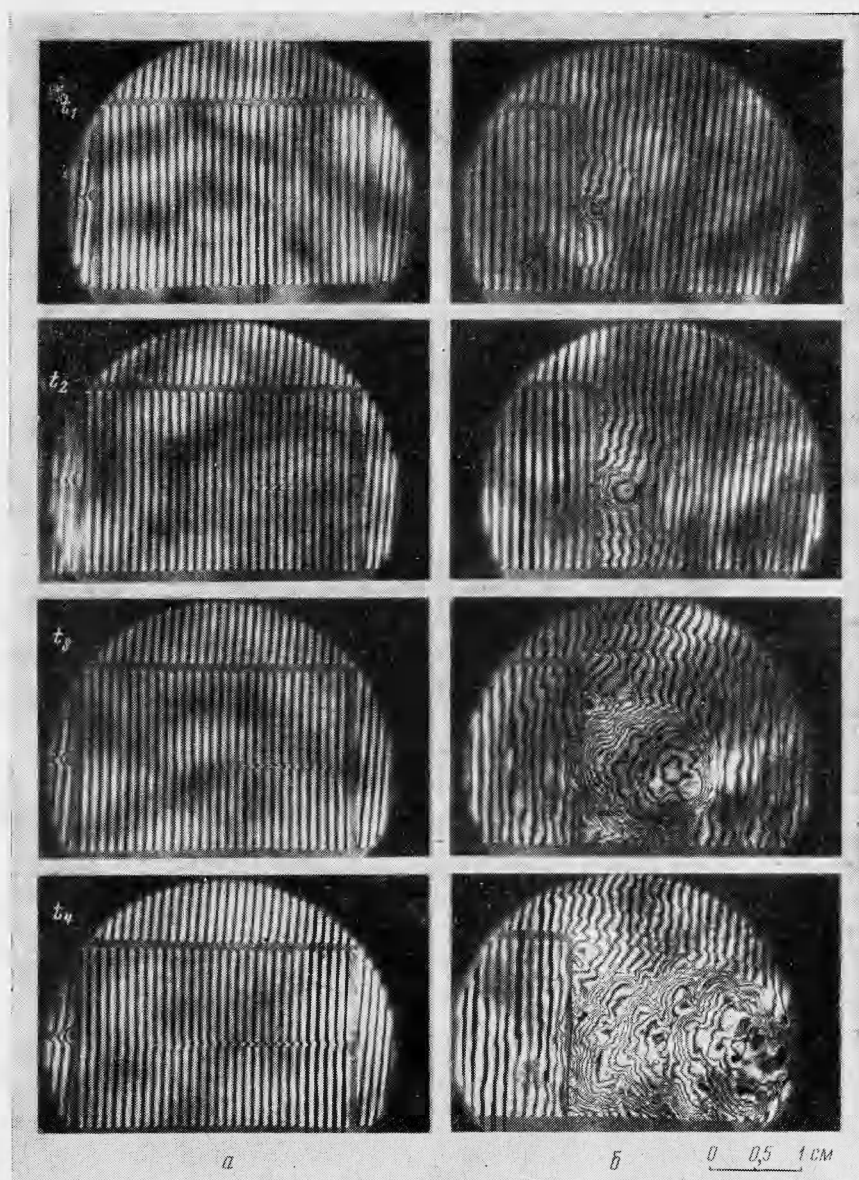
При обработке интерферограмм в качестве оси симметрии была выбрана оптическая ось системы неодимовый лазер — фокусирующая линза. Результаты количественной обработки для центра каустики фокусирующей линзы, изменения показателя преломления  $\Delta n$  в зависимости от расстояния до оси симметрии для моментов времени  $t_1 = 180, t_2 = 290, t_3 = 440, t_4 = 620, t_5 = 800$  мксек приведены на фиг. 3. Видно, что величина в каждой точке монотонно растет со временем; монотонность этого роста проверялась проведением большого числа независимых измерений.

Отсутствие временной корреляции между развитием неоднородностей и пиковой структурой излучения неодимового лазера, работающего в режиме свободной генерации, позволяет сделать вывод об интегральном характере механизма образования неоднородностей.

Под интегральностью в этом случае понимается следующее: величина неоднородности в каждой точке в данный момент времени  $t_0$  определяется не пиковым значением мощности излучения, а энергией, излученной неодимовым лазером к моменту времени  $t_0$ . Наиболее вероятным механизмом такого характера является возникновение термоупругих напряжений за счет непосредственного поглощения электромагнитного излучения.

Для возникновения термоупругих напряжений необходимо, чтобы выполнялись два условия: первое условие

$$\text{grad}(kq) \neq 0 \quad (1)$$



Фиг. 2

где  $k$  — коэффициент поглощения,  $q$  — плотность потока излучения, второе условие

$$\Lambda = \frac{\lambda v^2 T}{kq} \ll 1 \quad (2)$$

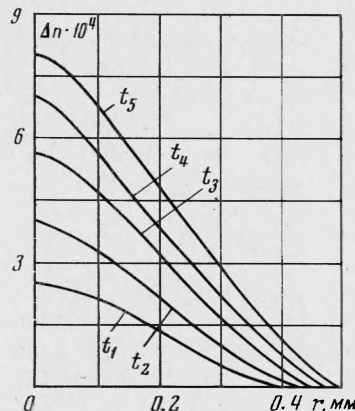
где  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности,  $T$  — отклонение температуры.

Для выполнения условия (1) достаточно, чтобы световой канал не выходил за пределы исследуемого образца.

В условиях данного эксперимента  $\Lambda \sim 10^{-4}$ , так что условие (2) заведомо выполнялось вплоть до температур порядка температуры испарения.

Если нагрев происходит в отсутствие внешних нагрузок и связей, то величины компонент тензоров напряжений и деформаций будут определяться профилем температуры и геометрией нагреваемого тела (для конкретного материала). В случае аксиальной симметрии тензор напряжений и тензор деформации содержат лишь диагональные компоненты. Величины компонент тензора напряжений и суммы компонент тензора деформации в этом случае даются следующими выражениями [10]:

$$\begin{aligned} \sigma_{rr} &= \frac{\alpha E}{1-\nu} \left[ \frac{1}{R^2} \int_0^R T r dr - \frac{1}{r^2} \int_0^r T r dr \right] \\ \sigma_{\theta\theta} &= \frac{\alpha E}{1-\nu} \left[ \frac{1}{R^2} \int_0^R T r dr + \frac{1}{r^2} \int_0^r T r dr - T \right] \\ \sigma_{zz} &= \frac{\alpha E}{1-\nu} \left[ \frac{2}{R^2} \int_0^R T r dr - T \right] \end{aligned} \quad (3)$$



Фиг. 3

$$U = \frac{\alpha(1+\nu)}{1-\nu} \left[ T + 4 \frac{1-2\nu}{1+\nu} \frac{1}{R^2} \int_0^R T r dr \right]$$

Здесь  $\sigma_{rr}$ ,  $\sigma_{\theta\theta}$ ,  $\sigma_{zz}$  — компоненты тензора напряжений в цилиндрической системе координат,  $U$  — объемная деформация, которая при малых деформациях с точностью до величин второго порядка малости есть не что иное как относительное изменение объема  $V^{-1}\delta V$ , соответственно  $\alpha$  — коэффициент линейного теплового расширения,  $E$  — модуль Юнга,  $\nu$  — коэффициент Пуассона,  $R$  — радиус цилиндра,  $T$  — температура.

Для пересчета полученных экспериментально значений  $\Delta n$  в изменение удельного объема и температуры использовалась формула

$$\begin{aligned} \Delta n &= \Delta n_V + \Delta n_T \quad (4) \\ \Delta n_V &\approx - \frac{(n_0^2 - 1)(n_0^2 + 2)}{6n_0} \frac{\delta V}{V} \quad \left( \frac{\Delta n}{n_0} \ll 1 \right) \\ \Delta n_T &\approx \left[ \beta + \frac{3(n_0^2 - 1)(n_0^2 + 2)}{2n_0} \alpha \right] \Delta T \end{aligned}$$

Здесь  $\beta$  — табличный коэффициент, дающий приращение  $\Delta n$  при изменении температуры на 1°. Уравнение (4) и система (3) позволяют определить все неизвестные величины. Приводим результаты расчета по этим формулам для  $r = 0$ , т. е. на оси цилиндра для некоторых значений  $t$  (напряжения даны в кг/см<sup>2</sup>).

$t \cdot 10^6$ сек	$\Delta T$	$ \sigma_{rr} $	$ \sigma_{\theta\theta} $	$ \sigma_{zz} $
180	25	88	196	
290	40	155	310	
440	56	218	436	
620	78	305	610	
800	81	315	630	

Из этих данных видно, что величина  $\sigma_{zz}$  к концу лазерного импульса достигает значения, близкого к пределу прочности стекла при растяже-

нии [11]. Следует также отметить, что в условиях данного эксперимента увеличение энергии излучения неодимового лазера приблизительно на 10 ÷ 15% приводило к разрушению образца. Из сказанного выше можно сделать вывод, что причиной разрушения могут быть термоупругие напряжения, возникающие за счет поглощения лазерного излучения.

На фиг. 2, б приведены характерные интерферограммы факела, полученные при фокусировании излучения неодимового лазера на поверхность образца при  $t = 100, 210, 340, 520$  мксек. Из этих интерферограмм видно, что увеличение плотности потока излучения на поверхности (до  $10^6 \div 10^7$  вт/см<sup>2</sup>) приводит к испарению вещества образца. При этом поверхность становится практически непрозрачной для падающего излучения. Разлет паров вещества сопровождается сильно развитой турбулентностью.

На интерферограммах также прослеживается структура ударных волн, формирующихся при испарении вещества в каждом пичке неодимового лазера. Параметры ударных волн определяются энергией соответствующих пичков и совпадают с параметрами ударных волн, полученными с помощью теневого фотографирования в случае взаимодействия излучения лазера с твердыми непрозрачными материалами [12, 13]. Следует отметить, что предложенная выше методика позволяет в принципе измерять величину локального коэффициента поглощения. Для оценки можно воспользоваться формулой

$$k \approx \frac{1}{W} \left[ \frac{E^1}{3(1-2\nu)} U + cT \right] \quad (5)$$

Здесь  $c$  — теплоемкость единицы объема исследуемого вещества. Вычисления, проведенные на основании приведенных выше значений, дают величину коэффициента поглощения  $k \approx 2 \cdot 10^{-2}$  см<sup>-1</sup>, который с точностью до ошибок эксперимента можно считать постоянным в течение лазерного импульса. Следует также отметить, что подобный метод измерения коэффициента поглощения позволяет пренебречь отражением от граней исследуемого образца, процессами объемного рассеяния и использовать образцы малых размеров.

Авторы благодарны А. М. Леонтовичу за ряд ценных замечаний.

Поступила 19 XI 1970

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Kroll N. M. Excitation of hypersonic vibrations by means of photoelastic coupling of high — intensity light waves to elastic waves. J. Appl. Phys., 1956, vol. 36, No. 1.
2. Ашкинадзе Б. М., Владимиров В. И., Лихачев В. А., Рывкин С. М., Салманов В. М., Ярошецкий И. Д. Разрушение прозрачных диэлектриков под действием мощного лазерного излучения. ЖЭТФ, 1966, т. 50, вып. 5.
3. Ашкинадзе Б. М., Владимиров В. И., Лихачев В. А., Рывкин С. М., Салманов В. М., Ярошецкий И. Д. О разрушениях, вызываемых лазерным пучком в прозрачных диэлектриках. Докл. АН СССР, 1966, т. 169, № 5.
4. Пашков В. А., Зверев Г. М. Разрушение кристаллов рубина и лейкосапфира под действием мощного лазерного излучения. ЖЭТФ, 1966, т. 51, вып. 3.
5. Bullough R., Gilman J. J. Elastic explosions in solids caused by radiation. J. Appl. Phys., 1966, vol. 37, No. 6.
6. Haeger D. W. Laser damage in glasses. Brit. J. Appl. Phys., 1965, vol. 16, No. 5.
7. Баренблатт Г. И., Всеволодов Н. Н., Миркин Л. И., Филипецкий Н. Ф., Райзер Ю. П. О разрушении прозрачных материалов под действием лазерного излучения. Возникновение газовых пузырьков и расклинивание материала газовым давлением. Письма ЖЭТФ, 1967, т. 5, вып. 3.

8. Афанасьев Ю. В., Басов Н. Г., Крохин О. Н., Морачевский Н. В., Склизков Г. В. Исследования процессов, сопровождающих действие излучения лазера на поверхность твердого вещества (малые плотности потока излучения). Препринт ФИАН им. П. Н. Лебедева, 1968, № 95.
9. Физические измерения в газовой динамике и при горении. М., Изд-во иностр. лит., 1957.
10. Боли Б. А., Уэйнер Дж. Х. Теория температурных напряжений. М., «Мир», 1964.
11. Прочность стекла. М., «Мир», 1969.
12. Анисимов С. И., Бонч-Бруевич А. М., Ельяшевич М. А., Имас Я. А., Павленко Н. А., Романов Г. С. Действие мощных световых потоков на металлы. Ж. тех. физ., 1966, т. 36, вып 7.
13. Афанасьев Ю. В., Басов Н. Г., Крохин О. Н., Морачевский Н. В., Склизков Г. В. Исследование газодинамических процессов, возникающих при испарении твердого вещества под действием излучения лазера. Ж. тех. физ., 1969, т. 39, вып. 5.