

ЖУРНАЛ ТЕХНИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Май **2012**, том **82**, выпуск **5**

<http://journals.ioffe.ru/jtf/>



С.-Петербург
«НАУКА»

КОНТРОЛЬНЫЙ ЗАКАЗ

01;05;07;12

Механизм самофокусировки лазерных импульсов на динамических линзах в прозрачных средах

© С.В. Грибин, Б.И. Спесивцев

Санкт-Петербургский государственный технологический университет растительных полимеров,
198095 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: bspes1@gmail.com

(Поступило в Редакцию 11 апреля 2011 г. В окончательной редакции 15 августа 2011 г.)

Предложены физическая и математическая модели механизма, объясняющего понижение экспериментальных порогов пробоя оптических материалов, по сравнению с предсказанными теориями лавинной ионизации и многофотонного поглощения, самофокусировкой излучения на динамических неоднородностях показателя преломления (динамических линзах).

Как известно, в большинстве случаев экспериментально определенный порог оптического пробоя прозрачных материалов оказывается существенно ниже, чем вычисленный теоретически с учетом процессов ударной ионизации и многофотонного поглощения [1–5].

Несмотря на то что несомненно должна существовать взаимосвязь между величиной порога оптического пробоя и физико-химическими свойствами прозрачной среды, к настоящему времени такой зависимости установить не удалось. Это указывает на нетривиальную зависимость порога пробоя от совокупности характеристик прозрачной среды [1–3,6,7].

Значительное число экспериментальных работ свидетельствует о важной роли поглощающих неоднородностей (ПН) в процессе разрушения прозрачных материалов лазерным импульсным излучением [2,3,5,8–12]. При этом теоретические модели разрушения оптических материалов за счет поглощения света на ПН предполагают, что разрушение происходит либо за счет разогрева ПН до температуры ионизации среды, либо за счет образования вокруг ПН волн сжатия и ударных волн, обнаруженных в большом числе экспериментальных работ, превышающих по амплитуде предел прочности материала, либо за счет и того и другого одновременно [2,3,6]. Однако ряд эффектов, таких как смещение разрушения навстречу световому лучу со скоростью больше скорости звука [8], отсутствие однозначной зависимости порога разрушения оптических стекол от коэффициента поглощения [13], не находят достаточно убедительного объяснения в рамках этих моделей.

Актуальность настоящей работы заключается в теоретическом описании изменений характеристик лазерного импульса и оптической среды в зависимости от параметров импульса (длительности, мощности, формы переднего и заднего фронтов, частоты следования импульсов) и физико-химических свойств среды.

Предлагаемый механизм [14] не отменяет уже известные механизмы самофокусировки [1], основанные на нелинейной поляризации среды и электрострикции, особенно важные для сред с большим значением постоянной Керра и лазерных импульсов с большой плотностью

мощности. Основным достоинством предлагаемого механизма самофокусировки является то, что в его основе лежит общепризнанный сегодня факт о невозможности получения оптических сред, не содержащих микроскопические поглощающие примеси (графитовая пыль, металлические включения, областей сегрегации [2,3,15]). При этом он позволяет связать светостойкость широкого класса традиционных оптических материалов с их физико-химическими свойствами и характеристиками лазерного импульса. Понимание этих взаимозависимостей позволит целенаправленно работать над созданием лазеров, генерирующих импульсы специальной формы, необходимых как для более эффективного разрушения данной среды, так и для беспрепятственного прохождения через нее, а также для создания оптических сред, наиболее и наименее прозрачных для данного лазерного импульса.

Предлагаемый механизм включает следующие основные положения:

1. Прозрачная среда может содержать мельчайшие (0.01–10) $\mu\text{м}$ ПН, например, капли металлов, графитовую пыль или микрообласти среды, содержащие повышенную концентрацию поглощающей примеси, в том числе и на молекулярном уровне.

2. При подаче на ПН мощного импульса излучения происходит ее быстрый разогрев на несколько тысяч градусов (вплоть до образования плазмы), что приводит к движению границы разогретой области с образованием в окружающей среде области сжатия, не разрушающей диэлектрик. Это приводит к кратковременному изменению показателя преломления среды вокруг ПН. Такие короткоживущие области с измененным показателем преломления будем называть динамическими неоднородностями показателя преломления или динамическими линзами сжатия (ДЛС).

3. Вопрос о том, какая динамическая линза (фокусирующая или рассеивающая) при этом образуется, зависит от свойств среды (рис. 1).

Корректная оценка распределения плотности потока энергии в области за ПН требует решения двух самостоятельных задач. На первом этапе, назовем его условно гидродинамическим, это решение задачи о

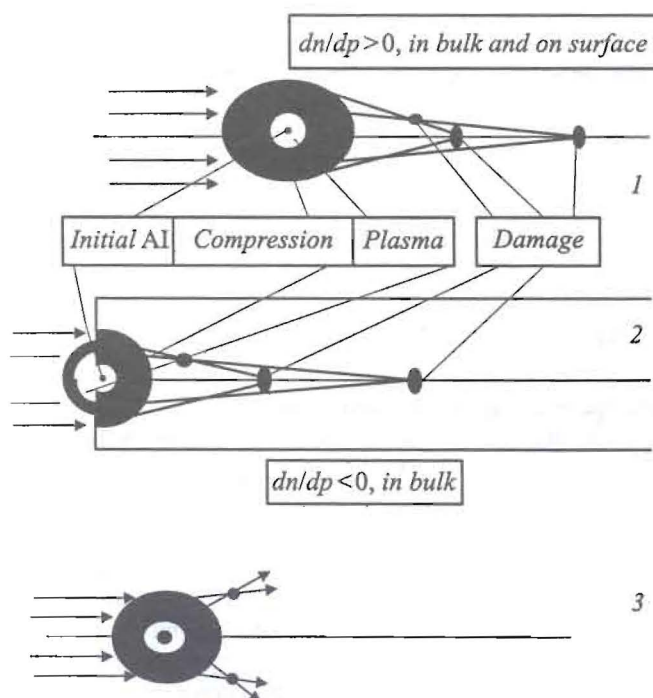


Рис. 1. Схематическое изображение ДЛС внутри (1 и 3) и на поверхности прозрачной среды (2). 1 и 2 — среды с $dn/dp > 0$, фокусирующие ДЛС; 3 — среда с $dn/dp < 0$, рассеивающая ДЛС.

поглощению светового излучения ПН и определение пространственно-временного распределения показателя преломления вокруг ПН. Второй этап (оптический) предполагает расчет деформации поля лазерного излучения по заданному распределению показателя преломления в соответствии с законами оптики неоднородных сред [16,17]. Физической моделью, необходимой для описания рассматриваемого процесса, является модель идеальной сжимаемой жидкости, в которой имеется небольшой сферический объем, равномерно нагревающийся за счет поглощения светового излучения [18]. В качестве примера применения модели примем, что поглощение энергии лазерного импульса осуществляется в области жидкости с характерным размером $R_0 \sim 1 \mu\text{m}$, поток лазерного излучения пространственно однороден в пределах области поглощения, а внешняя среда изотропна. Длительности лазерного импульса $t_i \sim 10 \text{ ps}$ и энергии в импульсе $E_i \sim 5\text{--}15 \text{ J}$, температура в ней будет составлять $T \sim 10^4 \text{ K}$, что соответствует области первой ионизации молекул жидкости. В этом случае мишень является термически малой [6], поглощенная энергия лазерного излучения распределяется внутри нее равномерно, а взаимодействие с внешней средой осуществляется не за счет молекулярной теплопроводности, а за счет механических процессов выравнивания давлений и скоростей на границе области, которая начинает быстро расширяться в окружающую среду. Ролью лучистой теплопроводности пренебрегаем, предполагая, что основная часть переизлученной энергии поглоща-

ется в тонком слое вблизи границы мишени и вновь участвует в общем балансе энергии.

Рассмотрим на первом этапе наиболее простой случай — сферическую форму нагревающегося объема. Математически такая модель описывается системой уравнений гидродинамики:

$$\begin{aligned} \rho_t + u\rho_r + \rho(u_r + 2u/r) &= 0, \\ u_t + uu_r + 1/\rho P_r &= 0, \\ P_t + uP_r + a^2(\rho_t + u\rho_r) &= g(t), \end{aligned} \quad (1)$$

включающей уравнение неразрывности, уравнение движения и уравнение баланса энергии, где r — радиальная координата, t — время, ρ — плотность, P — давление, u — массовая скорость частиц, a — скорость звука в среде, g — источник тепловой энергии, обусловленный поглощением светового излучения ($g(t) \neq 0$ только в пределах размеров сферы ионизации, т.е. при $r < R_g$), ρt , u_t , P_t — первые производные от плотности, массовой скорости и давления по времени, ρ_r , u_r , P_r — производные по радиальной координате. Начальные параметры в невозмущенной среде при $t = 0$ следующие: $P = P_0$, $\rho = \rho_0$, $a = a_0$, в ионизованной сфере: P , ρ , a , массовые скорости отсутствуют. На границе расширяющейся сферы при $r = R_g$ выполняются естественные условия равенства давлений и массовых скоростей. Систему замыкают уравнения состояния жидкой среды $P = P(\rho, T)$ и ионизованного пара $P = P_g(\rho, T)$, где T — абсолютная температура. Вид функции $g(t)$ устанавливается в предположении, что вся попадающая на поперечное сечение ионизованной сферы энергия мгновенно переходит в тепло:

$$g(t) = 3/4 \alpha W(t)/R_g, \quad \alpha = 1/(\rho_0 C_v) P_T, \quad (2)$$

где $W(t)$ — плотность потока энергии импульсного излучения на границе зоны энерговыделения, P_T — производная по температуре, C_v — удельная теплоемкость при постоянном объеме.

Коэффициент α характеризует физические свойства среды, например, для воды в соответствии с уравнением состояния Кузнецова [19] можно принять

$$\alpha = 0.1 \text{ (MPa/s)}(\text{cm}^3/\text{W}). \quad (3)$$

Существенного упрощения рассматриваемой задачи можно достичь в предположении изэнтропичности течения жидкости [20]. Для водной среды даже в случае течений с ударными волнами допущение об изэнтропичности справедливо до давлений порядка 1000–2000 МПа. В этом случае система (1) для расчета волн в жидкости может быть представлена в виде

$$\begin{aligned} 2/(k-1)a_t + ua_r + au_r + 2au/r &= 0, \\ u_t + uu_r + 2/(k-1)aa_r &= 0, \end{aligned} \quad (4)$$

где t — время, r — расстояние от центра поглощающей области, u — скорость частиц, a — местная

скорость звука. Связь величины a с давлением P и плотностью ρ среды дается выражением $a^2 = dP/d\rho$. Зависимость $P(\rho)$ примем в форме Тэта [21]

$$(P + B)/(P_0 + B) = (\rho/\rho_0)^k, \quad (5)$$

где B, k — константы, характеризующие среду. Для воды $B = 304.5$ МПа, $k = 7.15$. P_0 и ρ_0 — начальные давление и плотность. Следовательно,

$$(P + B)/(P_0 + B) = (a/a_0)^{2k/(k-1)}. \quad (6)$$

Начальными условиями для системы (4) являются $a = a_0$, $u = 0$, где $a_0 = 1500$ м/с. Краевые условия на сфере радиуса $r = R_g(t)$, $a = a_0 + \Delta a_g(t)$, где $\Delta a_g(t)$ — избыточная местная скорость звука в жидкости на границе $R_g(t)$ с расширяющейся высоконагретой областью при $r \rightarrow \infty$, $a \rightarrow a_0$, $u \rightarrow 0$. Применяя для постановленной задачи метод „введения нелинейности“ [22], получаем следующее решение (в параметрическом виде в зависимости от параметра τ):

$$a = a_0 + \Delta a_g(\tau) R_g(\tau)/r,$$

$$u = 2/(k-1) \left[\Delta a_g(\tau) R_g(\tau)/r + a_0 R_g(\tau)/r^2 \int_0^\tau \Delta a_g(\tau) d\tau \right], \quad (7)$$

где параметр τ определяется из решения трансцендентного уравнения:

$$a(t-\tau)/a_0 = r/R_g(\tau) - \beta \ln \{ [(r/R_g(\tau) + \beta)^2 - \gamma] / [(1+\beta)^2 - \gamma] \} - (\gamma + \beta^2) [Fr/R_g(\tau) - F(1)] / \sqrt{|\gamma|},$$

где

$$1/2 \ln [(x + \beta - \sqrt{|\gamma|}) / (x + \beta + \sqrt{|\gamma|})], \quad x > 0,$$

$$F(x) = \arctg[(x + \beta)/\sqrt{|\gamma|}], \quad x < 0,$$

$$\beta = 1/2(k+1)/(k-1) \Delta a_g(\tau)/a_0,$$

$$\gamma = \beta - 2/(k-1) R_g(\tau) \int_0^\tau \Delta a_g(\tau) d\tau. \quad (8)$$

При задании на границе монотонно возрастающей до некоторого максимального значения $\Delta a_g(\tau)_{\max}$ и спадающей потом до нуля функции $\Delta a_g(\tau)$ (которая характеризует изменение давления в ионизованной сфере) уравнение (8) будет иметь в течение определенного промежутка времени один корень. Следовательно, решение (7) будет однозначной функцией времени и координаты. При дальнейшем распространении возмущения в среде возможно появление дополнительных корней уравнения (8), т.е. возникновения многозначности в решении (7). Физически эта ситуация соответствует возникновению ударной волны. При этом многозначность решения в математическом плане должна быть ликвидирована введением разрыва-фронта ударной волны, движение которого подчиняется уравнению [22]:

$$dt_f/dr = (a^+ + a^- + u^+ + u^-)^{-1}/2 \quad (9)$$

при начальных условиях $r = r_0$, $t_f = f_0$, где r_0 и t_0 — координата и время возникновения фронта ударной волны. Знаки (+) и (−) соответствуют параметрам „за“ и „перед“ фронтом ударной волны. Факт появления в течении фронта ударной волны соответствует математически возникновению огибающей семейства кривых (9), которое описывается параметром τ . Поэтому в соответствии с процедурой расчета огибающей [23] необходимо найти корень уравнения (8) и по зависимостям (7), (8) определить время возникновения фронта, расстояние от центра взрыва и давление на фронте волны.

Отметим, что адекватность данной модели, т.е. справедливость допущения об изэнтропическом характере течения должна контролироваться именно в момент образования ударной волны, так как именно фронт ударной волны является единственным источником диссипативных потерь. Функции $\Delta a_g(\tau)$ и $R_g(\tau)$, которые входят в формулы (7), должны быть определены из решения задачи о расширении ионизованного парогазового пузырька, который поглощает энергию лазерного излучения. Систему уравнений, описывающих эту задачу, запишем в приближении Гилмора [20]:

$$dE_g/dt + P_g dV_g/dt = g(t)$$

— 1-е начало термодинамики,

$$E_g = P_g V_g / (\chi - 1) \quad (10)$$

— уравнение состояния ионизованного пара, где E_g — внутренняя энергия пара в пузырьке, P_g — давление в пузырьке, V_g — его объем,

$$g(t) = 3/4 KW(t) R_*^2, \quad R_* = \min(R_g, R_s) \quad (11)$$

где R_s — радиус сечения луча на границе пузырька, W — плотность мощности лазерного импульса в этой зоне, K — коэффициент поглощения света мишенью, χ — показатель адиабаты парогазовой смеси в области первой ионизации $\chi = 1.25$ [19]. Запись функции $g(t)$ в виде (11) учитывает как возможность фокусировки лазерного излучения на мишени, так и облучение ее не сфокусированным лучом. Замыкают систему (10) уравнения на границе раздела вода-пар: $dR_g/dt = u_g(t)$, $P(t) = P_g(t)$. Скорость $u_g(t)$ на границе расширяющегося пузырька определяется на основе (7) при $u = u_g(\tau)$, $r = R_g(\tau)$, где

$$u_g(t) = 2/(k-1) \left(\Delta a_g(t) + a_0/R_g(t) \int_0^\tau \Delta a_g(\tau) d\tau \right).$$

Таким образом, задача о расширении пузырька сводится к решению следующей системы дифференциальных

уравнений:

$$\begin{aligned} dR_g/dt &= u_g, \quad dY_g/dt = \Delta a_g, \\ dP_g/dt &= 3/4/\pi(\chi - 1)g(t)/R_g^3 - 3\chi P_g u_g/R_g, \\ u_g(t) &= 2/(k - 1) \left(\Delta a_g(t) + a_0/R_g(t) \int_0^t \Delta a_g(t) dt \right), \\ \Delta a_g &= a_0 \{ [(P + B)/(P_g + B)]^{2k/(k-1)} - 1 \}, \end{aligned} \quad (12)$$

где Y_g — вспомогательная функция с начальными условиями при $t = 0$: $P_g = 0$, $R_g = R_0$, $Y_g = 0$.

Рассмотрим теперь поглощение излучения на мишени произвольной формы. Течение жидкости, возникающее при расширении начальной ионизованной области, не является одномерным, но может быть приближенно описано в рамках одномерного гидравлического приближения

$$\begin{aligned} 2/(k - 1)a_t + ua_r + au_r + a u S'/S &= 0, \\ u_t + uu_r + 2/(k - 1)aa_r &= 0, \end{aligned} \quad (13)$$

где r — расстояние, отсчитываемое вдоль фиксированной трубки тока, S — площадь сечения этой трубки, $S' = dS/dr$. Система уравнений (13) аналогична системе (10) и переходит в нее в случае сферической симметрии. Одновременно принимаются следующие допущения:

— расширение ионизованной области происходит равномерно во все стороны от начального объема мишени, — в качестве интегральной характеристики геометрического расхождения волны сжатия принимается усредненная по телесному углу площадь сечения лучевой трубки.

В этих условиях задача формально становится одномерной и допускает решение с помощью ЭВМ следующих систем уравнений:

для волн сжатия в жидкости

$$\begin{aligned} dR_g/dt &= u_g, \quad dY_g/dt = \Delta a_g, \\ dP_g/dt &= (\chi - 1)g(t)/V_g - \chi P_g u_g V'_g/V_g, \\ u_g &= 2/(k - 1)\Delta a_g + a_0 R_g S'_g/S_g, \\ \Delta a_g &= a_0 \{ [(P + B)/(P_g + B)]^{2k/(k-1)} - 1 \}, \end{aligned} \quad (14)$$

где V_g и S_g — объем и площадь сечения ионизованной области, Y_g — вспомогательная функция, $V'_g = dV_g/dr$. Начальные условия при $T = 0$: $P_g = P_0$, $R_g = R_0$, $Y_g = 0$. Уравнения для расширения ионизованной области:

$$\begin{aligned} \Delta a &= \Delta a_g(\tau) \sqrt{S_g(\tau)/S(r)}, \\ u &= 2/(k - 1) \sqrt{S_g(\tau)/S(r)} \left[\Delta a_g(\tau) + a_0 S'(r)/S(r) \times \int_0^t \Delta a_g(\tau) d\tau \right], \end{aligned} \quad (15)$$

где τ определяется из уравнения

$$dr/dt = a_0 + \Delta a_g + u \quad \text{при } t = \tau, \quad r = R_g(\tau). \quad (16)$$

Величина $g(t)$ рассчитывается из (11). Выражения для V_g и S_g зависят от формы области поглощения. В случае цилиндрической области с высотой H_c и радиусом R_c уравнения имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} V_g &= \pi [H_c(R_g + R_c)^2 + 2R_g R_c^2 + 2R_g^2 R_c + 4/3 R_g^3], \\ S_g &= \pi [2H_c(R_g + R_c) + 2R_c^2 + 4R_g^2 + 2R_g R_c]. \end{aligned} \quad (17)$$

Обсуждение выводов модели

На рис. 2 приведены результаты вычислений параметров внутри плазменной области для кварца и воды.

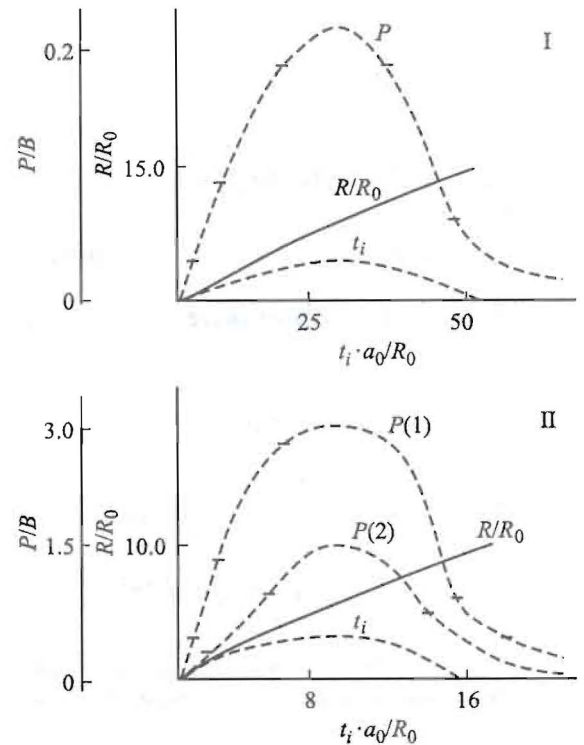


Рис. 2. Зависимость безразмерных параметров плазменной области от безразмерного времени $t_i a_0 / R_0$. I — кварц. P — график безразмерного давления внутри плазменной области — P/B , B — 1000 МПа, R — радиус плазменной области, R_0 — радиус поглощающей неоднородности — $1 \mu\text{m}$, a_0 — начальная скорость звука в кварце — 5400 м/с. Параметры лазерного импульса: W_0 — плотность энергии — 15 J/cm^2 , t_i — длительность импульса — 10 нс. II — вода. B — 306.5 МПа, a_0 — начальная скорость звука в воде — 1500 м/с, R_0 — радиус поглощающей неоднородности — $1 \mu\text{m}$, $P(1)$ — график безразмерного давления внутри плазменной области — P/B при облучении лазерным импульсом с плотностью энергии W_0 — 15 J/cm^2 , $P(2)$ — 5 J/cm^2 , t_i — длительность импульса в обоих случаях — 10 нс.

На рис. 3 приведены результаты вычислений параметров волны давления снаружи плазменной области для кварца. На рис. 4 показано отношение изменения показателя преломления $(n - n_0)$ в области волны сжатия к величине невозмущенного показателя преломления при атмосферном давлении — n_0 , для момента времени t , равного половине длительности лазерного импульса, $t_i/2$. Показатель преломления для кварца рассчитывался по формуле [24]:

$$n_q = n_{0q} + dn/dp P,$$

где $n_{0q} = 1.545$, $dn/dp = 0.00103/96.2$ МПа (из табл. 1), P — взято из рис. 3(1), для воды показатель преломле-

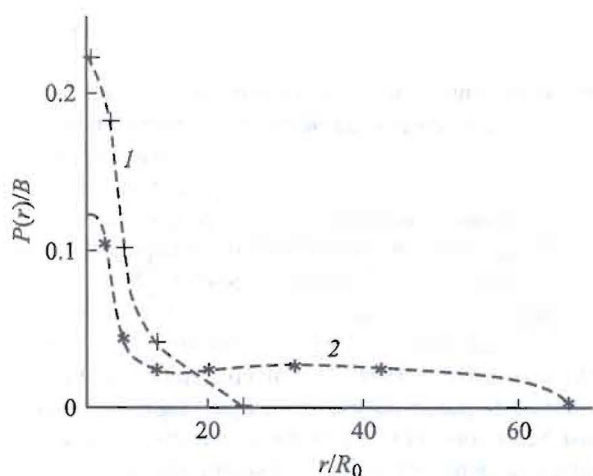


Рис. 3. Зависимость безразмерного давления P/B в волне сжатия вокруг плазменной области в кварце от безразмерного расстояния r/R_0 для различных моментов времени. 1 — (+) для момента времени $t = t_i/2$, 2 — (*) для момента времени — $t = 1.5t_i$. W_0 , t_i , B и R_0 такие же, как на рис. 2.

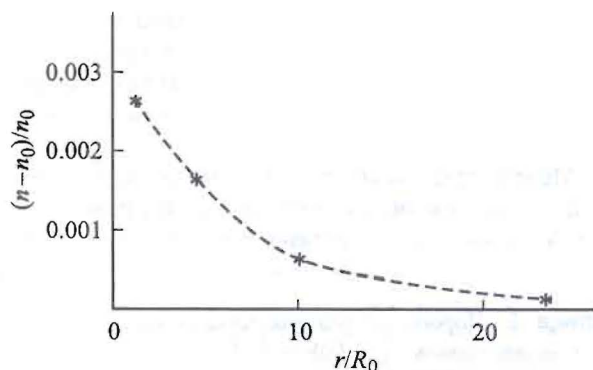


Рис. 4. Зависимость отношения изменения показателя преломления $n - n_0$ в кварце к величине начального показателя преломления кварца n_0 , в волне сжатия вокруг плазменной области, от безразмерного расстояния r/R_0 для момента времени $t = t_i/2$. W_0 , t_i , B и R_0 такие же, как на рис. 2. $n_q = n_{0,q} + dn/dp P$, $n_{0,q} = 1.545$, $dn/dp = 0.00103/96.76$ (МПа) $^{-1}$ (см. табл. 1), P — взято из рис. 3(1).

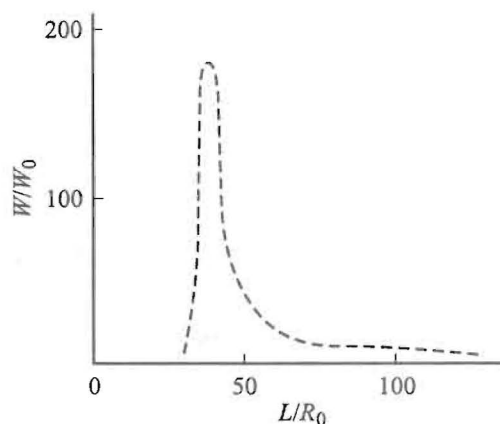


Рис. 5. Отношение плотности энергии лазерного излучения на оптической оси за ДЛС-W в кварце к плотности энергии до динамической линзы W_0 в зависимости от безразмерного расстояния от центра линзы L/R_0 , для момента времени $t = t_i/2$. Величины W_0 , t_i , B и R_0 такие же, как на рис. 2.

ния рассчитывался по формуле:

$$n_w = n_{0w} + 0.334(\rho/\rho_0 - 1),$$

где $n_{0w} = 1.334$, ρ и ρ_0 — плотность воды в волне сжатия и начальная плотность [19].

Деформация начального светового потока на ДЛС рассчитывалась на базе лучевой теории [16]. На рис. 5 показано отношение плотности энергии лазерного излучения на оптической оси за динамической линзой — W к начальной плотности энергии (до линзы) — W_0 в зависимости от расстояния от центра линзы для момента времени, равного половине длительности импульса.

Угол дифракционного уширения оценивался по формуле $\beta = 0.61(\lambda/r)$ и получился менее 0.0122 рад. Здесь λ — длина волны света, r — радиус динамической линзы [17]. Как видно из рис. 5 в фокусной области ДЛС происходит увеличение плотности энергии лазерного импульса больше чем на два порядка.

Типы динамических линз

В общем случае зависимость показателя преломления прозрачной среды от давления в линейном приближении описывается уравнением

$$dn/dp = z \partial \rho / \partial p + \rho \partial z / \partial p \quad [24],$$

где $z \partial \rho / \partial p$ — первый член характеризует изменение показателя преломления среды в связи с увеличением плотности, а второй член $\rho \partial z / \partial p$ характеризует изменение степени поляризуемости при увеличении давления. Такая сложная зависимость показателя преломления от величины давления объясняет тот факт, что не удастся определить корреляцию между физико-химическими свойствами среды и величиной оптического порога разрушения. Как видно из табл. 1, в некоторых средах

Таблица 1. Зависимость показателя преломления от давления

Материал	KBr	NaCl	LiF	SiO ₂ Крист.	SiO ₂ Плав.	MgO	Алмаз
Показатель преломления на $\lambda=587$ nm	1.560	1.546	1.392	1.545 1.554	1.458	1.738	2.418
Давление P , МПа	96.61	96.36	96.32	95.76 96.15	96.02	96.08	96.00
Изменение показателя преломления $\Delta n \cdot 10^5$	227	115	0	103 107	83	-17	-11
$dn/dp = \Delta n/P \cdot 10^5$	2.35	1.19	0	1.07 1.11	0.86	-0.18	-0.14

(KBr, NaCl, кварц, плавленый кварц) при увеличении давления показатель преломления увеличивается. В них возникают фокусирующие ДЛС. В других средах (MgO, алмаз) при увеличении давления показатель преломления уменьшается. В них возникают рассеивающие линзы. Данные по изменению показателя преломления в полимерах, твердых телах и жидкостях при воздействии волн сжатия в литературе практически отсутствуют, поэтому для оценки изменения показателя преломления в данной модели использовались данные по воздействию стационарного давления (табл. 1) [24–26].

В общем случае функция $n(P)$ может иметь максимумы и минимумы. Поэтому вопрос о том, какого вида ДЛС возникает в данной среде, должен решаться для каждой среды отдельно. Для более длительных лазерных импульсов (1–100) μ s существенное влияние на изменение показателя преломления вокруг ПН может оказывать его зависимость от температуры $n(T)$. Возникают тепловые динамические линзы (ТДЛ). Для большинства сред коэффициент $dn/dT < 0$, что связано с уменьшением плотности вещества при нагревании. Поэтому для лазерных импульсов такой длительности возникает своеобразная конкуренция между различными механизмами изменения показателя преломления, что еще больше усложняет картину разрушения прозрачной среды.

Некоторые выводы и предположения из модели динамических линз

1. Из предложенной модели следует, что увеличение плотности энергии за ДЛ происходит как в случае возникновения фокусирующих линз ($dn/dp > 0$), так и в случае образования рассеивающих линз ($dn/dp < 0$). Но это увеличение происходит в разных местах. Что должно приводить к различной форме разрушений. Кроме того, для сред $dn/dp > 0$ на оптической оси получается наибольшее отношение плотностей энергии W/W_0 . Таким образом, для создания оптических сред с

высокой оптической стойкостью к лазерному излучению надо либо создавать среды без ПН (что практически очень трудно), либо создавать среды с $dn/dp = 0$ в заданном диапазоне давлений (LiF, см. табл. 1).

2. Результаты работ [2,3,27] хорошо согласуются с представленной моделью. Так, исходя из величины изменения показателя преломления dn/dp для различных оптических материалов (табл. 1), следует ожидать более низкие пороги лазерного разрушения у тех материалов, у которых эта величина больше. Кроме того, эффект самофокусировки будет тем больше (порог разрушения — меньше), чем меньше длина волны лазерного излучения, так как при этом уменьшается дифракционная расходимость лучей. В табл. 2, взятой из работы [2], приведены экспериментальные пороги лазерного разрушения на различных длинах волн для ряда оптических диэлектриков, для которых известна величина dn/dp .

Из сравнения данных таблиц видно, что изменение порога лазерного разрушения особенно хорошо коррелирует с изменением величины dn/dp на длинах волн 0.69 и 1.06 μ m для широкозонных кристаллов (KBr, NaCl, LiF, SiO₂). В работе [2] разрушение этих кристаллов связывается с наличием поглощающих примесей.

Более высокое значение порога разрушения плавленого кварца связано, по-видимому, с гораздо меньшей концентрацией поглощающих дефектов [2] или размерным эффектом [3]. Несмотря на то что зависимость dn/dP от давления на разных длинах волн для этих материалов отсутствует в литературных источниках, изменение порогов разрушения при уменьшении длины волны лазерного излучения уменьшается для всех материалов при переходе к $\lambda = 0.266 \mu$ m, как это следует из учета дифракционной расходимости в фокусе ДЛС.

3. Для материалов со слабой зависимостью dn/dP от давления (LiF) и особо чистых материалов порог лазерного разрушения определяется, по-видимому, электронно-тепловым механизмом генерации дефектов [28].

4. Модель показывает, что в средах с малой нелинейностью скорости звука ударные волны не успевают образоваться (кварц). В то время как в средах с относительно большой нелинейностью (вода) ударный фронт образуется на расстоянии нескольких десятков микрон от ПН.

5. Модель предсказывает [29], что при выходе волны сжатия из твердой оптической среды в газ кинетическая энергия волны сжатия перейдет в тепловую энергию

Таблица 2. Пороги разрушения прозрачных диэлектриков на различных длинах волн, GW/cm^2 [2]

Материал	KBr	NaCl	LiF	SiO ₂ Крист.	SiO ₂ Плав.
Длина волны, μ m					
1.06	50	120	360	230	400
0.69	58	150	360	280	600
0.266	50	45	240	70	40

тонкого приповерхностного слоя газа. Это приведет к его нагреву на несколько сотен градусов и оплавлению поверхности твердого тела характерной дугообразной формы. Следы такого оплавления были обнаружены в работе [27] при облучении оптического материала наносекундным лазерным импульсом.

6. При облучении материалов с ПН, расположенными на поверхности, в воздухе образуется плазменный факел, а в материале каверна.

7. Очевидно, что самофокусировка пикосекундных импульсов на ДЛС невозможна, так как размер линзы в течение длительности импульса будет слишком мал (для плавленого кварца $r \sim 5 \cdot 10^{-9}$ м). Однако для частотно-го режима работы лазера такой механизм фокусировки также возможен.

Применения модели

Модель применялась для объяснения размерного эффекта в стеклах [30] и разработки новых технологий: обеззараживания жидкости лазерными микровзрывами [31,32], лазерного адгезиметра [33,34] и ряда других.

Список литературы

- [1] Ахманов С.А., Сухоруков А.П., Хохлов Р.В. // УФН. 1967. Т. 93. Вып. 1. С. 19.
- [2] Маненков А.А., Прохоров А.М. // УФН. 1986. Т. 148. Вып. 1. С. 179.
- [3] Алешин И.В., Анисимов С.И., Бонч-Бруевич А.М., Имас Я.А., Комолов В.Л. // ЖЭТФ. 1976. Т. 70. Вып. 4. С. 1224.
- [4] Медник П.М., Файн В.М. // ЖЭТФ. 1972. Т. 62. Вып. 2. С. 812.
- [5] Епифанов А.С., Маненков А.А., Прохоров А.М. // ЖЭТФ. 1976. Т. 70. Вып. 2. С. 728.
- [6] Рэди Дж. Действие мощного лазерного излучения. М.: Мир, 1974. С. 468.
- [7] Guetier A.H., Mc Iver J.K. // SPIE. 1993. Vol. 2114. P. 488–499.
- [8] Беличова Т.П., Савченко А.Х., Свириденков Е.А. // ЖЭТФ. 1968. Т. 54. Вып. 1. С. 37.
- [9] Horner R.W., Uhlman D.R. // J. Appl. Phys. 1970. Vol. 41. N. 10. P. 4023.
- [10] Бутенин А.Я., Коган Б.Я. // Квант. электрон. 1971. Т. 5. С. 143.
- [11] Анисимов С.И., Макшанцев Б.И. // ФТТ. 1973. Т. 15. Вып. 4. С. 1090.
- [12] Колдунов М.Ф., Маненков А.А., Покотило И.Л., Филимонов Д.А. // Изв. АН СССР. Сер. Физ. 1989. Т. 53. Вып. 3. С. 439–464.
- [13] Карапетян Г.О., Максимов Л.В. // Квант. электрон. 1984. Т. 11. Вып. 9. 1840–1842.
- [14] Грибин С.В., Спесивцев Б.И. // Тез. VIII Всес. конф. по взаимодействию оптического излучения с веществом. Л., 1990. Т. 1. С. 156.
- [15] Дмитриук А.В., Карапетян Г.О., Максимов Л.В. // ЖПС. 1975. Т. 22. Вып. 1. С. 153–163.
- [16] Борн М., Вольф Е. Основы оптики. М.: Наука, 1970.
- [17] Ландсберг Г.С. Оптика. М.: Наука, 1976.
- [18] Gribin S., Spesivtsev B. // Proc. 27th Annual Boulder Damage Symposium, USA, 1995. SPIE. V. 2714. P. 661–674.
- [19] Зельдович Я.Б., Райзер Ю.М. Физика ударных волн и высокотемпературных явлений. М.: Наука, 1966.
- [20] Коле Р. Подводные взрывы. М.: 1949.
- [21] Яковлев Ю.С., Замышляев Б.В. Динамические эффекты при подводных взрывах. Л.: Судостроение, 1972.
- [22] Уизем Дж. Линейные и нелинейные волны. М.: Мир, 1977.
- [23] Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. М.: Наука, 1974.
- [24] Иоффе Б.В. Методы измерения рефракции в химии. Л.: Химия, 1983.
- [25] Rosen J.S. // Chem. Phys. 1949. V. 17. N 12. P. 1192.
- [26] Корнер С.Б. // УФН. 1968. Т. 94. Вып. 4. С. 641–667.
- [27] Fornier A., Cordillot C., Bernardino D., Aussere D. // Proc. 27th Annual Boulder Damage Symposium, USA. 1995. SPIE V. 2714.
- [28] Комолов В.Л. // ЖТФ. 1997. Т. 67. Вып. 5. С. 48.
- [29] Spesivtsev B., Gribin S., Assaoul V., Efremov A. // Proc. 1996. SPIE Vol. 2966. P. 326–326.
- [30] Spesivtsev B., Gribin S., Efremov A. // Proc. 1996. SPIE Vol. 2966. P. 386–391.
- [31] Gribin S., Spesivtsev B., Assaoul V. // Proc. 27th Annual Boulder Damage Symposium, USA. SPIE. 1995. Vol. 2714. P. 229–237.
- [32] Грибин С.В., Спесивцев Б.И., Ассаул В.Н. и др. Способ обеззараживания сточных вод // Пат. (Россия) № 2019 515. 1994.
- [33] Аким Э.Л., Спесивцев Б.И., Хвостова Н.О., Сердюков В.А., Малкин А.Л. Способ определения прочности сцепления покрытия с подложкой // А.С. 1 280 498 (СССР). 1986.
- [34] Аким Э.Л., Спесивцев Б.И., Хвостова Н.О., Сердюков В.А., Миловидов В.Н. Способ определения прочности сцепления покрытия с подложкой // А.С. 1 603 984 (СССР). 1990.