

УДК 621.378

СОБСТВЕННЫЙ МЕХАНИЗМ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ЗАРОДЫШЕВОГО ДЕФЕКТА ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А. А. Кусов, А. М. Кондырев, А. Чмель

Предложен механизм образования дефекта в прозрачном диэлектрике за счет параметрического резонанса между генерируемой в процессе ВРМБ гиперзвуковой волной и неоднородностью в диэлектрике, роль которой может играть тепловая флуктуация плотности. Проведено сравнение выводов теории с экспериментальными данными.

Ключевым звеном теории лазерного разрушения твердых прозрачных диэлектриков является механизм возникновения начального дефекта, провоцирующего развитие макроскопического очага разрушения. Длительное время трудность теории заключалась в энергетической невыгодности зарождения дефекта в однородной прозрачной среде. Даже при построении по существу собственной теории лавинной ионизации для объяснения «первопричины» пробоя постулируется наличие поглощающих неоднородностей в прозрачной матрице. В то же время успехи в синтезе сверхчистых оптических материалов стимулируют поиск механизма зарождения дефекта, не требующего предположений о решающем влиянии посторонних включений [1]. Особое значение приобретает вопрос о механизме генерации микродефектов при изучении накопительного эффекта лазерного облучения. Как известно [2, 3], оптический пробой происходит не только при достижении критической («пороговой») плотности энергии (Q_*) в лазерном импульсе, но также в результате многократного облучения при $Q_L < Q_*$. Эффект «памяти» образца о предшествующих импульсах был объяснен в рамках термофлуктуационного механизма разрушения накоплением множества микроскопических трещин [2, 4]. Такой подход предполагает существование механизма зарождения дефектов в среде, неоднородность которой нарушается лишь тепловыми флуктуациями плотности.

Еще в период, когда не существовало совершенных по чистоте оптических материалов, уже была названа [5], а позже исследована теоретически [6] и экспериментально [7] возможность образования и развития дефектов при вынужденном рассеянии Мандельштамма—Бриллюэна (ВРМБ) — нелинейном рассеянии световой волны на тепловых флуктуациях плотности. Изучение зависимости пропускания излучения лазера от интенсивности ВРМБ и наличия «лазерных» дефектов, а также сопоставление порога (по полю) ВРМБ и порога образования дефектов привели к выводу [8], что высокочастотные фононы, генерируемые при рассеянии света назад, могут быть ответственными за разрушение диэлектрика. Вынужденное рассеяние света вперед обычно не связывается с лазерным разрушением прежде всего из-за отсутствия этого типа рассеяния в изотропных диэлектриках, т. е. недостаточной универсальности явления.

Недавно [9] рассмотрена схема образования дефекта за счет эволюции крупномасштабной флуктуации в механическом поле, создаваемом давлением генерируемого в процессе ВРМБ гиперзвука. В настоящей

работе будет показано, что рост флуктуаций плотности до критической величины (т. е. до размера, когда в объеме флуктуации наступает необратимый распад химических связей) возможен за счет параметрического резонанса между гиперзвуковыми колебаниями кристаллической решетки и собственными колебаниями неоднородности (СКН). Генерация гиперзвука будет рассмотрена лишь при стационарном режиме ВРМБ назад, так как только для этого случая в литературе имеются надежные экспериментальные и теоретические оценки параметров гиперзвука.¹ Теория параметрического резонанса между упругой волной и СКН изложена в [11], где показано, что возбуждаемым параметром при резонансе является модуль упругости (E_0), а роль константы связи между параметром и возмущающей волной играет коэффициент Грюнаизена (g).

1. Модель зарождения микротрещины

Пусть диэлектрик испытывает воздействие лазера с частотой излучения ω . При достаточно большой мощности вследствие эффекта ВРМБ генерируется гиперзвук с длиной волны λ и характерным временем затухания $t^* = 2/\alpha_p C_l$, где C_l — скорость звука, $2/\alpha_p$ — длина пробега гиперзвукового фонона. Рассмотрим взаимодействие гиперзвуковой волны из разрешенного спектра с неоднородностью с линейным размером Λ . Пусть $\Lambda \ll \lambda$, т. е. прямой резонанс между СКН и гиперзвуком невозможен. Однако, как следует из теории [11], при некоторых условиях возможно параметрическое резонансное возбуждение собственной моды с номером n , $n = 1, 2, 3, \dots$. Эти условия математически отвечают ситуации, когда точка $\{a_n, q_n\}$ попадает в одну из областей неустойчивости уравнения Матье (см. рисунок в [11]). Координаты этой точки определяются выражениями

$$a_n = \frac{4n^2 \gamma_i^2 C_l^2}{\Lambda^2 C_l^2} \cong m^2, \quad (1)$$

$$q_n = \frac{8\pi g n^2 \gamma_i U_n C_l}{\Lambda^2 C_l}, \quad (2)$$

где C_l' — скорость звука в неоднородности, U_n — амплитуда гиперзвука, m — целое число, имеющее смысл номера резонанса, причем $q_n \ll 1$ в силу малости амплитуды $U_n \ll \Lambda$. Так как Λ лежит в довольно широком диапазоне, условие резонанса может быть выполнено для одной или нескольких волн длиной λ . Эти гиперзвуковые фононы оказываются резонансными по отношению к СКН и обеспечивают переход части энергии гиперзвука в энергию возбуждения неоднородности.

Оценим амплитуду гиперзвука, при которой накачка энергии в неоднородность приводит к ее необратимому разрушению. Амплитуда резонансной моды растет экспоненциально со временем и определяется формулой

$$U_n(t) = U_n(0) \exp(\mu_n t), \quad (3)$$

где скорость усиления μ (характеристический показатель) можно оценить как

$$\mu_n = \frac{1}{\sqrt{8m}} (a_m - b_m) \cong \frac{1}{\sqrt{8m}} 10^{-m} q_m^m,$$

здесь a_m, b_m — характеристические кривые уравнения Матье, между которыми и лежит точка $\{a_n, q_n\}$. Экспоненциальный рост амплитуды приводит к росту локальной деформации ϵ_n в узлах стоячей волны с номером n в неоднородности

$$\epsilon_n \cong U_n k_n \cong U_n(t) \frac{2\pi n}{\Lambda} \quad (4)$$

¹ Возможность разрушения гиперзвуком при нестационарном режиме ВРМБ теоретически показана в [10].

до тех пор, пока деформация не окажется разрывной $\epsilon_n = 1/2g$, после чего следует разрушение неоднородности — возникновение зародышевого дефекта.

Как следует из (4), амплитуда n -й моды в момент разрыва $U_n(t) \cong \cong \Lambda/4\pi ng$. Подставив эту амплитуду в (3), получим условие распада неоднородности за время $t=t^*$

$$\mu_n = \frac{1}{t^*} \ln \frac{\Lambda}{4\pi ng U(0)}. \quad (5)$$

Амплитуду невозмущенных колебаний $U_n(0)$ можно оценить, рассматривая неоднородность как систему из $N = (\Lambda/r_0)^3$ атомов массой M при температуре T [12]

$$NM \left(\frac{\omega n}{2\pi} \right)^2 U_n(0) = \frac{1}{2} k_B T. \quad (6)$$

Подставив в (5) оценку (6), получим, что параметрическая накачка энергии в неоднородность приведет к разрыву химических связей в ней лишь при условии достаточно большой амплитуды гиперзвука

$$U_0 > U_{\text{кр}} \cong 10 \left[\frac{\lambda a_p \sqrt{m}}{2} \right]^{\frac{1}{m}} \frac{\Lambda^2 C_l}{8\pi g n^2 \lambda C_l'} \ln^{\frac{1}{m}} \left(\frac{\Lambda}{4\pi g} \sqrt{\frac{2\Lambda M C_l'^2}{r_0^3 k_B T}} \right). \quad (7)$$

Член в квадратных скобках, так же как и логарифмический член в степени $1/m \ll 1$, близки к единице в физически интересной области параметров ($\lambda \sim 10^{-5}$ см, $\tau_p \sim 10^{-8}$ с), поэтому с хорошей точностью (7) можно переписать в виде

$$U_{\text{кр}} \cong \frac{\Lambda^2 C_l}{\pi g n^2 \lambda C_l'}. \quad (8)$$

В качестве универсальной неоднородности, всегда присутствующей в твердом теле, рассмотрим протяженную тепловую флуктуацию плотности с размером Λ , близким к длине пробега тепловых фононов [13].² Оценка $U_{\text{кр}}$ из (8) для характерных значений $\Lambda \sim 10^{-7}$ см, $\omega \sim 10^{10}$ Гц, $g = 2$, $n = 2-3$, $C_l' = C_l$ дает $U_{\text{кр}} \ll 10^{-10}$ см. Если подставить эту оценку в выражение для интенсивности гиперзвука,

$$I = \frac{1}{2} C_l \rho \omega^2 U_{\text{кр}}^2, \quad (9)$$

то для $\rho \cong 1$ г/см³, $C_l \sim 10^5$ см/с получим $I \ll 10^{-2}$ Вт/см², что по порядку величины совпадает с экспериментальным значением для генерируемого при ВРМБ гиперзвука [14].

Для более конкретного ответа на вопрос о возможности реализации параметрического механизма разрушения выразим I через параметры диэлектрика и мощность лазера. Средняя интенсивность I может быть оценена посредством формулы [15]

$$I = \frac{c^2 \gamma^2 \mu_0 \epsilon_0}{128} \frac{C_l}{E_0} \left(\frac{2}{a_p C_l} \right)^2 \left(\frac{C_l}{\lambda} \right) \mathcal{E}^4, \quad (10)$$

где γ — фотоупругая постоянная материала, \mathcal{E} — поле, ϵ_0 и μ_0 — соответственно диэлектрическая и магнитная проницаемости, c — скорость света. (10) удобно переписать, выразив Q_L через поле световой волны

$$Q_L = \frac{c |\mathcal{E}|^2}{2}. \quad (11)$$

² Теория справедлива также для структурной неоднородности.

Подставив (11) в (10) и приравняв (10) к правой части (9), получим оценку средней амплитуды гиперзвука в следующем виде

$$U_a = \frac{\gamma}{8\pi} \frac{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}}{\sqrt{\rho E_0}} t^* Q_L \quad (12)$$

Для того чтобы параметрический распад неоднородности был возможен, необходимо $U_a > U_{кр}$, т. е. следует сравнить правые части (12) и (8). В результате имеем условие для плотности мощности лазера ($Q_L^{кр}$), начиная с которой механизм образования зародышевого дефекта работает

$$Q_L^{кр} = \frac{8\sqrt{\rho E_0}}{\gamma\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} t^{*-1} \frac{\Lambda^2 C_I}{gn^2 C_I'} \quad (13)$$

2. Эксперимент

Сопоставим результаты теоретического рассмотрения с экспериментальными данными. Прежде всего оценим критическую плотность мощности излучения, при которой возможно образование зародышевого дефекта по предложенному механизму. В таблице приведены рассчитанные

Величины констант для Al_2O_3 и стеклообразного SiO_2 , использованные при расчете «критической» плотности мощности лазера

Диэлектрик	Длина пробега тепловых фононов Λ , Å	Коэффициент поглощения гиперзвука α_p , см ⁻¹	Скорость звука C_I , см/с	Время жизни гиперзвуковых фононов t^* , с	Критическая амплитуда гиперзвука $U_{кр}$, см	Критическая плотность мощности лазера $Q_L^{кр}$, Вт/см ²
Al_2O_3	≤ 50 *	2	$1.1 \cdot 10^6$	$4.5 \cdot 10^{-7}$	$3.5 \cdot 10^{-11}$	$0.7 \cdot 10^7$
SiO_2	8	280	10^5	$7 \cdot 10^{-8}$	10^{-11}	10^7

Примечание. * Теоретическая оценка.

величины $Q_L^{кр}$ для Al_2O_3 и стеклообразного SiO_2 — двух прозрачных диэлектриков, для которых удалось найти в литературе значения необходимых параметров. При расчете принималось также $g=2$, $n=1$, $\omega = 2 \cdot 10^{10}$ Гц. Из таблицы следует, что $Q_L^{кр} \sim 10^7$ Вт/см², т. е. соответствует оптической прочности прозрачных диэлектриков в наносекундном диапазоне длительностей импульсов.

В работах по термофлуктуационному механизму лазерного разрушения [2, 4] подчеркивалось, что в силу идентичности временных зависимостей механической и оптической прочности механическое напряжение и световое поле должны действовать аддитивно, взаимно ускоряя разрушение материала. Эксперименты, проведенные на стеклах [2, 16, 17] подтверждают факт уменьшения оптической прочности образцов, в которых тем или иным способом созданы растягивающие напряжения.

Предлагаемая теория оптического разрушения предсказывает этот эффект, являющийся следствием зависимости от напряжений длины пробега фононов. Чтобы сделать количественную оценку, получим выражение для критической напряженности светового поля, в которое зависимость $\epsilon_{кр}$ от σ войдет в явном виде. Воспользуемся оценками длины пробега тепловых фононов из [10]

$$\Lambda = \frac{MC_I^2 \tau_0}{k_B T g^2}, \quad (14)$$

$$C_I = \sqrt{\frac{E\tau_0^3}{M} (1 - 2g\epsilon)}, \quad (15)$$

$$\epsilon = (\sigma\tau_0^3 + gk_B T) / E\tau_0^3. \quad (16)$$

Подставив (14)—(16) в (13) и используя (11), получим оценку для критического поля

$$\mathcal{E}_{кр} = \frac{4E_0 r_0^{\dagger}}{k_B T g^2} \left(1 - \frac{2g\sigma}{E_0}\right) \frac{\sqrt[4]{\rho E_0} t^{*-1/2}}{n \sqrt{c \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} g \gamma}}. \quad (17)$$

Из (17) следует, что величина $\mathcal{E}_{кр}$ линейно падает с ростом σ , причем $\mathcal{E}_{кр} \rightarrow 0$ при $\sigma \rightarrow E_0/2g$. Для аморфного SiO_2 $E_0 = 8$ ГПа, $g = 2$, т. е. $\mathcal{E}_{кр} = 0$ при $\sigma_* = 20$ ГПа. Этот результат находится в отличном согласии с экспериментом, в котором измерялась оптическая прочность кварцевых волокон, находящихся под растягивающим напряжением до 4 ГПа.

В качестве образцов использованы жилы световодов толщиной 125 мкм. Кварцевое стекло для световодов получено методом плазменного направления из газообразного SiCl_4 , т. е. образцы были весьма совершенны по чистоте и по геометрии. Волокна нагружались путем изгиба с фиксированным радиусом закругления; напряжения в них рассчитывались по методике [18]. Источником излучения служил неодимовый лазер с дли-

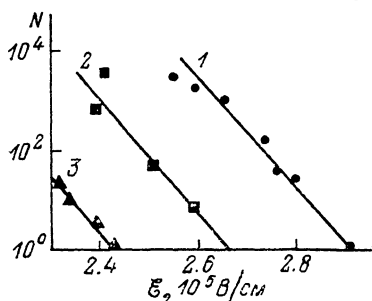


Рис. 1. Число импульсов до разрушения в зависимости от напряженности поля в импульсе для кварцевых волокон под растягивающим напряжением 0 (1), 2.1 (2) и 4.0 (3) ГПа.

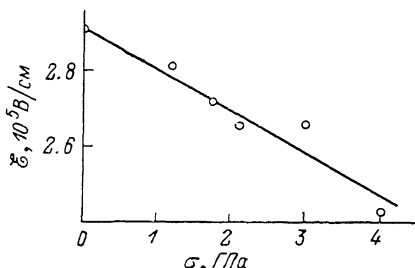


Рис. 2. Зависимость оптической прочности кварцевого волокна от механического напряжения на образце.

тельностью импульса 60 нс. Световой пучок фокусировался на выпуклой поверхности изогнутого волокна в пятно диаметром 0.07 см. На опыте определялась зависимость числа импульсов до разрушения от поля \mathcal{E} при $\sigma = \text{const}$ и строился график в полулогарифмических координатах. Пересечение графических отрезков с прямой $N=1$ (рис. 1) дает значения поля \mathcal{E}_* , при котором образец, находящийся под напряжением σ , разрушается с одной вспышки.

На рис. 2 показана зависимость найденной таким образом напряженности \mathcal{E}_* от величины механического напряжения. Как и предсказывает теория, \mathcal{E}_* линейно падает с ростом σ , причем экстраполяция прямой на графике к $\mathcal{E}_* = 0$ дает $\sigma_* \cong 25$ ГПа — близко к результату теоретической оценки (20 ГПа). Напряжение σ_* , при котором оптическая прочность диэлектрика падает до нуля, оказалось порядка теоретической прочности межатомной связи.

Вследствие температурной зависимости длины пробега фононов оптическая прочность, согласно (17), падает также с ростом температуры, что неоднократно наблюдалось на опыте [18, 19].

Таким образом, результаты настоящей работы сводятся к следующему.

1) Предложен собственный механизм возникновения зародышевого дефекта в световом поле лазера, основанный на параметрическом резонансе между генерируемой в процессе ВРМБ гиперзвуковой волной и неоднородностью плотности в диэлектрике.

2) Получена теоретическая оценка пороговой мощности лазера, начиная с которой механизм может иметь место. Расчет для Al_2O_3 и SiO_2 дал результат, совпадающий с экспериментальными данными

3) Предложена формула для определения критического поля лазера приводящего к возникновению зародышевого дефекта в течение одного

импульса в зависимости от параметров диэлектрика, температуры и механического напряжения. Расчет показал соответствие теоретических оценок с экспериментальными данными по зависимости оптической прочности от величины растягивающего механического напряжения для волокон из кварцевого стекла.

Л и т е р а т у р а

- [1] Глебов Л. Б., Петровский Г. Т., Либенсон М. И. ДАН СССР, 1985, т. 249, № 5, с. 1001—1003.
- [2] Журков С. П., Ероенько С. Б., Чмель А. ФТТ, 1982, т. 24, № 3, с. 733—739.
- [3] Mercle L. D., Bass M., Swimm R. T. Optical Eng., 1983, vol. 22, N 4, p. 405—410.
- [4] Чмель А., Ероенько С. Б., Кондыреев А. М., Савельев В. Н. ФТТ, 1986, т. 28, № 4, с. 1071—1075.
- [5] Chio R. Y., Towns C. H., Stoicheff V. P. Phys. Rev. Lett., 1964, vol. 12, N 21, p. 592—595.
- [6] Ашкинадзе Б. М., Владимиров В. И., Лизачев В. А., Рывкин С. М., Салманов В. М., Ярошецкий И. Д. ЖЭТФ, 1966, т. 50, № 5, с. 1187—1194.
- [7] Guiliano C. R. Appl. Phys. Lett., 1964, vol. 5, N 7, p. 137—139.
- [8] Yu C., Haw M. F. Electronics Lett., 1977, vol. 13, N 8, p. 240—243.
- [9] Журков С. Н., Петров В. А., Чмель А. Е. Изв. АН СССР, сер. физ., 1985, т. 49, № 4, с. 745—750.
- [10] Montes C., Pellat R. Phys. Rev., 1987, vol. 36A, N 6, p. 3976—3979.
- [11] Кусов А. А. ФТТ, 1987, т. 29, № 5, с. 1574—1577.
- [12] Займан Дж. Принципы теории твердого тела. М.: Мир, 1966. 464 с.
- [13] Кусов А. А. ФТТ, 1979, т. 21, № 11, с. 3095—3099.
- [14] Старунов В. С., Фабелинский И. Л. УФН, 1969, т. 98, № 3, с. 441—472.
- [15] Tang C. L. J. Appl. Phys., 1966, vol. 37, N 8, p. 2945—2955.
- [16] Austin R. R., Michaud R., Guenther A. H., Putman J. Appl. Opt., 1973, vol. 12, N 4, p. 665—669.
- [17] Matthewson M. J., Kurkjian C. R. J. Amer. Ceram. Soc., 1986, vol. 69, N 11, p. 815—821.
- [18] Алешин И. В., Довгань А. А., Имас Я. А. Письма в ЖТФ, 1978, т. 4, № 14, с. 861—864.
- [19] Горшков В. Г., Данилейко Ю. К., Епифанов А. С. и др. ЖЭТФ, 1977, т. 72, № 3, с. 1171—1181.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
22 сентября 1987 г.
В окончательной редакции
1 декабря 1987 г.