

Резюме в ЖЭТФ, том 14, стр. 175 – 178

5 августа 1971 г.

О РАЗРУШЕНИИ ПРОЗРАЧНЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Б. И. Макшанцев, Р. К. Леонов, П. А. Ямпольский

В настоящее время экспериментально хорошо установлено, что явление разрушения прозрачных диэлектриков лазерными импульсами с длительностью $\tau \sim 5 \cdot 10^{-8}$ сек носит ясно выраженный пороговый ха-

ракетер по интенсивности излучения I . Наиболее непротиворечивое объяснение этот факт находит в привлечении механизма электрического пробоя в световом поле лазерного луча [1]. Однако, конечный этап оптического разрушения прозрачных диэлектриков связывается с локальным выделением достаточно большого количества тепла. С этой точки зрения интересно рассмотреть еще один механизм разрушения, точнее его начальную стадию, связанную с возникновением электронных возбуждений вследствие поглощения веществом лазерного света и их дальнейшего превращения в тепло. Насколько известно авторам, роль связанных электронно-возбужденных состояний в теории оптического разрушения не рассматривалась.

Будем считать, что поглощение лазерного света происходит на некоторых примесных центрах [2], хотя проводимое ниже рассмотрение, в принципе, останется справедливым и при возбуждении электронных состояний самого диэлектрика вследствие многофотонного поглощения [1]¹⁾. Электронное возбуждение, возникшее на каком-либо центре, может исчезнуть либо радиационным путем, либо безызлучательно с константами скоростей ν_R и ν соответственно. Здесь $\nu_R = \nu_{RS} + \sigma I / \epsilon$, где ν_{RS} — вероятность спонтанного излучения фотона с энергией ϵ ; σ — сечение поглощения этого фотона; I — плотность потока мощности лазерного излучения, причем $[I] = \text{энергия}/\text{см}^2 \cdot \text{сек}$. Обычно ν_R слабо зависит от температуры T , в то время как ν сильно [3]. Вблизи некоторой температуры T_0 экспериментальную зависимость константы ν от T можно представить в виде [3]

$$\nu(T) = B \exp(CT), \quad (1)$$

где B и C — постоянные. Отметим, что используемые ниже в формуле (1) понятие локальной температуры имеет смысл, когда выполняется неравенство $\nu \ll 1/\tau_{\text{vib}}$, где $\tau_{\text{vib}} \sim 10^{-11} - 10^{-12} \text{ сек}$ — характерное время релаксации колебательной энергии в твердой фазе.

Вследствие безызлучательных электронных переходов в примесных центрах с вероятностью $\nu/(\nu + \nu_R)$ последние представляют собой как бы источники тепла. Здесь $\nu_R' = \nu_R + \sigma I / \epsilon$. Будем рассматривать для простоты случай достаточно малой концентрации примесных центров, при которой локальная температура выбранного центра слабо зависит от наличия других центров. Пусть в начальный момент времени $t = 0$ температура какого-либо центра $T_0 = T(t = 0, r = a)$, где a — радиус центра, $r = |r|$; примесный центр находится в точке $r = 0$. Выясним, как будет вести себя качественно во времени приращение темпе-

¹⁾ Обычно энергия лазерного фотона значительно меньше энергии электронно-возбужденного состояния прозрачных диэлектриков. Поэтому возникновение здесь электронных возбуждений может иметь место лишь вследствие многофотонного процесса, который наиболее вероятен при самофокусировке [1].

ратуры $\delta T(t, r)$, где $0 \leq t < r$. При этом, как уже отмечалось выше, речь идет о начальной стадии разрушения, то есть будут рассматриваться такие времена t , которые предшествуют непосредственному началу деструкции вещества.

Считая, что $T = T_0 + \delta T$, где $T_0 \gg \delta T$, и, полагая в формуле (1) $C \cdot \delta T \ll 1$, получаем $\nu(T(t)) \approx \nu(T_0)(1 + C \cdot \delta T)$. С учетом этого величина δT определяется из следующего уравнения

$$\frac{\partial \delta T}{\partial t} = \kappa \Delta \delta T + (a + \beta \delta T) f(r) \quad (0 \leq t < r) \quad (2)$$

Здесь $\kappa = \lambda / c \rho$, где λ — коэффициент теплопроводности, c — тепло-

емкость и ρ — плотность вещества; $a = \frac{l \sigma}{c_{\text{ц}} \rho_{\text{ц}}} \frac{\nu(T_0)}{\frac{4}{3} \pi a^3 \nu(T_0) + \nu'_R}$,

где индекс "ц" указывает на принадлежность центру; $\beta = \frac{a \nu'_R}{\nu(T_0) + \nu'_R} C$;

$f(r) = 1$, если $r \leq a$, и $f(r) = 0$, если $r > a$. Из уравнения (2) имеем

$$\delta T(r = a, t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\gamma - i\infty}^{\gamma + i\infty} dp e^{pt} \times \quad (3)$$

$$\times \frac{a [1 - e^{-a\sqrt{p/\kappa}} (1 + a\sqrt{p/\kappa})]}{p \{ p - \beta [1 - e^{-a\sqrt{p/\kappa}} (1 + a\sqrt{p/\kappa})] \}} \quad (0 \leq t < r)$$

Из (3) следует, что в случае $\eta = a\sqrt{\beta/\kappa} \ll 1$ тепло успевает отводиться от центра. Здесь при небольших временах, то есть, когда $bt \ll 1$, где $b \sim \kappa/a^2$, $\delta T(r = a, t) \approx at$ и при больших t , то есть когда $bt \gg 1$, $\delta T(r = a, t) \approx a/b$. В случае же $\eta \gg 1$ тепло не успевает отводиться от примесного центра. Здесь $\delta T(r = a, t) \approx (a/\beta)[e^{\beta t} - 1]$ или $\delta T(r = a, t) \sim e^{\beta t}$, если $\beta t \gg 1$. Физически такой характер зависимости δT от времени соответствует тепловому взрыву, который может быть связан с началом разрушения вещества.

Из сказанного ясно, что условие возникновения теплового взрыва соответствует $\eta \sim 1$. Отсюда значение интенсивности лазерного излучения $I_{\text{п}}$, при котором происходит оптическое разрушение, равно

$$I_{\text{п}} = \frac{\pi a \lambda}{\sigma} \frac{(\nu(T_0) + \nu'_R)^2}{\nu(T_0) \nu'_R} \frac{1}{C} \frac{c \rho}{c_{\text{ц}} \rho_{\text{ц}}}$$

Оценим величину $I_{\text{п}}$, соответствующую разрушению образцов плавного кварца импульсами излучения неодимового лазера с энергией фотона $\epsilon \approx 1,12 \text{ эв}$. Полагая $a \approx 3 \cdot 10^{-8} \text{ см}$, $\sigma \approx 3 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$,

$\nu(T_0) = \nu_R', 1/C \approx 300^\circ\text{K}$ [3], $c\rho \sim c_{\text{ц}}\rho_{\text{ц}}$, и учитывая, что для плавленого кварца $\lambda \sim 10^{-3} \text{ кал см}^{-1} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{град}^{-1}$, получаем $l_{\text{п}} \sim 10^{11} \text{ вт/см}^2$. Эта величина согласуется с экспериментальными данными [1]. Заметим что здесь $\nu_R' \approx 2\sigma l_{\text{п}}/\epsilon \sim 10^{11} \text{ сек}^{-1}$ и, следовательно, значение величины $\nu(T_0) \approx \nu_R' \sim 10^{11} \text{ сек}^{-1}$ вполне разумно. Обратим внимание на то, что величина $l_{\text{п}}$ не зависит от концентрации примесных центров.

Таким образом, предлагаемая модель начального этапа процесса оптического разрушения прозрачных диэлектриков объясняет пороговый характер этого явления на основе возникновения теплового взрыва.

Авторы глубоко признательны Г.М.Гандельману и П.С.Кондратенко за полезные обсуждения.

Всесоюзный институт
оптико-физических измерений

Поступила в редакцию
3 июня 1971 г.

Литература

- [1] В.С.Sharma, К.Е.Rieckhoff. *Canad. J. Phys.* **48**, 1178, 1970.
- [2] Ю.К.Данилейко, А.А.Маненков, А.М.Прохоров, В.Я.Хаимов-Мальков. *ЖЭТФ*, **58**, 31, 1970.
- [3] В.А.Толкачев, Н.А.Борисевич. *Сб. 1 Люминесценция*, **16**, 1963.