УДК 535.343

О ВОЗМОЖНОСТИ РАЗВИТИЯ КОЛЕБАНИЙ ПРИ НАГРЕВЕ ПРОЗРАЧНОГО ТВЕРДОГО ДИЭЛЕКТРИКА ОПТИЧЕСКИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Ю. И. Лысиков

(*Ворошиловград*)

Интерес к исследованию механизмов разрушения прозрачных твердых материалов не ослабевает в течение последних двух десятилетий. Возникают новые представления как в отношении пробоя сред с четко выраженной зонной структурой энергетических уровней, так и в отношении сред, относящихся к аморфным материалам с размытыми зонами. При определенных условиях разница между последними становится несущественной. С начала 70-х годов развиваются представления о пробое прозрачных твердых материалов по механизму нагрева среды вблизи сильно поглощающих примесей или неоднородностей [1, 2]. Развиты представления о линейном и о нелинейном механизмах нагрева и разрушения материала [1—4]. Нелинейная модель развития пробоя приводит к хорошему согласию качественных зависимостей, полученных экспериментально и теоретически, в достаточно большом числе случаев. Однако в последнее время появляются экспериментальные работы [5], показывающие, что в системах типа стекол поведение порога пробоя в зависимости от чистоты материала от примесей не согласуется с представлениями, соответствующими нелинейной модели развития пробоя на микропримесях. Высказываются предположения о влиянии флуктуаций микроструктуры материала на соответствующее поведение характеристик пробоя среды. Все это свидетельствует о необходимости дальнейшего изучения процессов, происходящих при нагреве материала, не содержащего заметного количества микровключений, оптическим излучением. Имеются работы, в которых изучается влияние температурной зависимости коэффициента теплопроводности на общее развитие процесса нагрева материала. Результаты свидетельствуют о формировании участка, в котором теплопроводность велика и температура и связанные с ней характеристики практически постоянны по координате [6]. Результат получается при определенных допущениях и, в частности, без учета возможности процесса взаимодействия релаксаций по тепловому и упругому каналу. В соответствующих областях среды скорость процессов переноса тепла может стать сопоставимой со скоростью распространения упругих возмущений. Последнее означает возможность развития взаимосвязанных, протекающих с близкими скоростями изменений поля температур и поля упругих напряжений, что может существенно сказываться на общей картине разрушения материала.

Не стремясь (в силу сложности) к решению задачи в самом общем виде, рассмотрим достаточно простой одномерный случай. Исследуем возможность развития колебаний температуры и упругих напряжений в области с достаточно высоким практически постоянным по координате значением температуры, сформированной в результате предварительного нагрева излучением. Считаем зону однородности, в которой следует искать согласованное поведение поля температур и упругих напряжений, бесконечной. В этой среде в положительном направлении оси x распространяется однородный постоянный поток света. Уравнение теплопроводности в этом случае имеет вид

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\varkappa \frac{\partial T}{\partial x}\right) + I\beta, \tag{1}$$

где ρ — плотность среды; c — теплоемкость; T — температура; $\varkappa$ — коэффициент теплопроводности; I — интенсивность светового потока; β — коэффициент поглощения. В уравнении (1) величины $\varkappa$ и β предполагаются зависящими от температуры, причем природа соответствующей зависимости одинакова. При решении (1) предполагается, что изменение I с координатой на расстояниях, рассматриваемых в задаче, сравнительно невелико, что соответствует условиям, заметно отдаленным от пробоя (изменение интенсивности из-за поглощения на характерных размерах сравнительно невелико). Зависимость величины β от температуры аналогична принимаемой в нелинейных моделях [7]:

$$\beta = \beta_1 \exp\left\{-\frac{E_0 + \gamma\sigma_{xx}}{k_* T}\right\}, \tag{2}$$

здесь E_0 — величина, пропорциональная ширине запрещенной зоны (характерная энергия); σ_{xx} — компонента тензора упругих напряжений; γ — коэффициент пропорциональности. Наличие σ_{xx} в (2) соответствует учету зависимости ширины запрещенной зоны материала от упругих напряжений, развивающихся в среде. Уравнения теории упругости [8] приводят к

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = -K\alpha \frac{\partial T}{\partial x} + \left(K + \frac{4\mu}{3}\right) \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}, \tag{3}$$

где $u = u(x, t)$ — величина смещения точек среды; K и μ — коэффициенты, выражаемые через модуль Юнга E и коэффициент Пуассона σ по формулам $K = E/[3(1-2\sigma)]$, $\mu = E/[2(1+\sigma)]$; α — коэффициент объемного расширения. Для величины σ_{xx} имеем

$$\sigma_{xx} = -K\alpha(T - T_0) + \left(K + \frac{4\mu}{3}\right)\frac{\partial u}{\partial x}. \tag{4}$$

Предполагается линеаризовать уравнения (1), (3) относительно первоначального однородного распределения и затем определить возможность развития колебаний в системе.

Линеаризацию проводим, разлагая переменные в некоторый момент времени по отклонению $T - T_0$ температуры относительно соответствующего значения T_0. Нулевой уровень упругих напряжений соответствует T_0. Начальное распределение всех величин полностью однородное, зависимость от x в них отсутствует. Поэтому производные по координатам — величины первого порядка малости. В связи с этим координатной зависимостью $\varkappa$ можно пренебречь, поскольку такой учет соответствует второму порядку малости. Коэффициент поглощения записываем в виде

$$\beta = \beta_0 \exp\left\{-\frac{E_0 + \gamma\sigma_{xx}}{k_* T} + \frac{E_0}{k_* T_0}\right\}, \tag{5}$$

что соответствует определению величины β_0 как коэффициента поглощения при $T = T_0$. Разложение (5) приводит к

$$\beta = \beta_0\left\{1 + \frac{(T - T_0)}{k_* T_0^2}(\gamma K\alpha T_0 + E_0) - \frac{\gamma}{k_* T_0}\left(K + \frac{4\mu}{3}\right)\frac{\partial u}{\partial x}\right\}. \tag{6}$$

В (6) использован конкретный вид σ_{xx}, определяемый формулой (4). Вводя переменную θ по формуле

$$T = T_0 + T_0 t/\tau_1 + \theta \tag{7}$$

и постоянные

$$M = E_0/(k_* T_0), \quad m = \gamma K\alpha T_0/(k_* T_0),$$

$$\chi = \frac{\varkappa_0}{\rho c}, \quad \tau_1 = \frac{\rho c T_0}{I\beta_0}, \quad c_*^2 = \frac{K + \frac{4\mu}{3}}{\rho},$$

получаем после подстановки (7) в (1), (3)

$$\frac{\partial\theta}{\partial t} = \chi\frac{\partial^2\theta}{\partial x^2} + \frac{M + m}{\tau_1}\theta - \left(\frac{c_*^2\rho\gamma}{\tau_1 k_*}\right)\frac{\partial u}{\partial x}, \tag{8}$$

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = -\left(\frac{K\alpha}{\rho}\right)\frac{\partial\theta}{\partial x} + c_*^2\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}.$$

При записи правой части уравнения теплопроводности в (8) пренебрежено величиной $T_1 = T_0 t/\tau_1$ по сравнению с $T_2 = \theta$. Это означает, что T_2 может быть заметно больше T_1 в течение рассматриваемого промежутка времени, а T_1 все время существенно мало. В то же время нет ограничений на соотношение скоростей изменения T_1 и T_2. Для применимости разложений должны быть также выполнены условия $t \ll \tau_1$ и $\theta \ll T_0$.

Решение (8) ищем в виде

$$\theta = \theta_0 \exp\{i(kx - \omega t)\}, \quad u = u_0 \exp\{i(kx - \omega t)\}. \tag{9}$$

После подстановки (9) в (8) приходим к дисперсионному уравнению вида

$$(\omega^2 - c_*^2 k^2)\left(\omega + i\left(\chi k^2 - \frac{M + m}{\tau_1}\right)\right) = i\,\frac{k^2 c_*^2 m}{\tau_1}. \tag{10}$$

Важный факт, следующий из (10), состоит в том, что могут существовать комплексные значения частоты, а значит, возможен экспоненциальный рост колебаний указанного типа.

Уравнение (10) является кубическим относительно ω и имеет в общем случае три различных решения. Проведем анализ поведения решений в предположении малости влияния термоупругих напряжений на параметры среды, т. е. $m/M \ll 1$. При этом ориентируемся на следующие значения параметров: $\varkappa_0 = 10$ Вт/(м·К), $\rho = 3\cdot 10^3$ кг/м^3, $c = 1{,}3\cdot 10^3$ Дж/(кг·К), $I = 10^{13}$ Вт/м^2, $\beta_0 = 1$ м$^{-1}$, $T_0 = 1000$ К, $E_0 = 60\ k_* T_0$, $\gamma = 2\cdot 10^{-3}\ k_* T_0/p_0$, $p_0 = 10^5$ Па, $\alpha = 8\cdot 10^{-3}/T_0$, $K = 4{,}2\cdot 10^{10}$ Па, $E = 7\cdot 10^{10}$ Па, $\sigma = 0{,}22$, $\mu = 2{,}9\cdot 10^{10}$ Па. Упругие параметры, плотность, теплоемкость соответствуют среде типа плавленого кварца, для коэффициентов поглощения и теплопроводности принято оценочное значение, учитывающее предварительный разогрев среды, интенсивность принята равной типичным значениям для экспериментов по пробою твердых диэлектриков. При данных значениях параметров $m/M \sim 0{,}1$, $\tau_1 \approx 4\cdot 10^{-4}$ с.

В предельном случае $m/M = 0$ уравнение (10) приводит к наличию двух типов решений с $\omega_{1,2}^{(0)} = \pm c_* k$ (акустические колебания) и $\omega_3^{(0)} = i(M/\tau_1 - \chi k^2)$ (энтропийная мода). Колебания с ω_3 являются типичной модой теплового взрыва. Соответствующее решение экспоненциально растет при малых значениях k и затухает при больших. При $k = 0$ характерное время нарастания этой моды дается величиной $\tau_2 = \tau_1/M$. Отношение t/τ_2 определяет выполнимость условия $\theta \ll T_0$, упомянутого выше. Отметим, что если считать соотношение $t_*/\tau_2 \approx 1$ условием порога пробоя материала лазерным излучением (t_* — длительность импульса), то для пороговой интенсивности получаем

$$I_* \approx \frac{\rho c T_0}{\beta_0 t_*}\left(\frac{k_* T_0}{E_0}\right). \tag{11}$$

При использовании соотношения вида (11) следует помнить, что T_0 — температура, при которой скорость переноса тепла в среде становится сопоставимой со скоростью переноса упругих возмущений, а E_0 — значение характерной энергии в (2) при $T = T_0$.

Пороговое значение k_1^2, при котором $\omega_3^{(0)} = 0$, равно $M/(\tau_1\chi)$. При выбранных значениях параметров $k_1 \simeq 2\cdot 10^5$ м$^{-1}$, $\lambda_1 \approx 3\cdot 10^{-5}$ м. Акустические моды при $m/M = 0$ не связаны с энтропийной и не возрастают.

Поведение решений уравнения (10) при $m/M \neq 0$, соответствующих $\omega_{1,2}^{(0)}$ и $\omega_3^{(0)}$, можно определить с точностью до первого порядка по m/M. Решая (10) итерациями и останавливаясь на соответствующем шаге, получаем

$$\omega_{1,2}^{(1)} = \omega_{1,2}^{(0)} + \Delta\omega_{1,2}(m), \quad \omega_3^{(1)} = \omega_3^{(0)} + \Delta\omega_3(m), \tag{12}$$

$$\Delta\omega_{1,2}(m) = \left[-m\omega_{1,2}^{(0)}\left(\frac{M}{\tau_1} - \chi k^2\right) + imk^2 c_*^2\right]\left\{2\tau_1\left[k^2 c_*^2 + \left(\frac{M}{\tau_1} - \chi k^2\right)^2\right]\right\}^{-1},$$

$$\Delta\omega_3(m) = i\frac{m}{\tau_1}\left(1 - k^2c_*^2\left[k^2c_*^2 + \left(\frac{M}{\tau_1} - \chi k^2\right)^2\right]^{-1}\right).$$

Вид $\Delta\omega(m)$ в (12) свидетельствует о наличии взаимодействия акустических и энтропийной мод при $k \neq 0$ в процессе поглощения оптического излучения. При $k = 0$ такое взаимодействие отсутствует, акустические возмущения не возрастают, скорость роста амплитуды теплового возмущения максимальна. При $k \neq 0$ происходит относительное снижение скорости роста амплитуды тепловых возмущений и соответственное увеличение скорости роста амплитуды акустических возмущений, что отражает факт передачи части поглощенной энергии акустическим колебаниям. Инкремент акустической моды как функция k максимален при

$$k_m^2 = \frac{M}{\chi\tau_1}, \tag{13}$$

чему соответствуют $k_m \approx 2\cdot10^5$ м$^{-1}$, $\lambda_m \approx 3\cdot10^{-5}$ м, $\omega_m \approx k_mc_* \approx 10^9$с$^{-1}$. В эксперименте в условиях применимости развиваемой теории можно ожидать появление акустических колебаний с параметрами, близкими по своим значениям к указанным выше.

Для полного определения характера перераспределения поглощенной энергии следует учитывать изменение частоты акустических колебаний в зависимости от значений k в соответствии с (12).

При $m/M \neq 0$ можно записать условие для пороговой интенсивности, аналогичное (11). При $k = 0$ оно имеет вид

$$I_* \approx \frac{\rho cT_0}{\beta_0 t_*}\left(\frac{k_*T_0}{E_0}\right)\left[1 + \frac{\gamma K\alpha T_0}{E_0}\right]^{-1}. \tag{14}$$

Согласно (14), можно ожидать наличие слабой зависимости порогового значения интенсивности от параметра γ, определяющего влияние термоупругих напряжений на характерную энергию. Экспериментальная проверка зависимости (14) не кажется простой, однако представляет большой интерес. Экспериментальная проверка соотношения (13) и следствий из него представляется более доступной.

В заключение автор выражает глубокую благодарность С. И. Анисимову за ряд существенных замечаний.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Данилейко Ю. К., Маненков А. А. и др.** Поверхностное разрушение кристаллов рубина лазерным излучением.— ЖЭТФ, 1970, т. 58, № 1.
2. **Hopper R. W., Uhlmann D. R.** Mechanism of inclusion damage in laser glass.— J. Appl. Phys., 1970, vol. 41, N 10.
3. **Анисимов С. И., Макшанцев Б. И.** Роль поглощающих неоднородностей в оптическом пробое прозрачных сред.— ФТТ, 1973, т. 15, вып. 4.
4. **Лысиков Ю. И., Пономарев О. А.** Об одной модели нелинейного поглощения света.— ПМТФ, 1974, № 1.
5. **Гагарин А. П., Глебов Л. В. и др.** Влияние поглощающих примесей на оптический пробой прозрачных диэлектриков.— ЖТФ, 1982, т. 52, вып. 1.
6. **Анисимов С. И., Гальбурт В. А. и др.** Влияние электронной теплопроводности на пороги и динамику развития пробоя диэлектриков, содержащих микровключения.— Квант. электроника, 1981, т. 8, № 8(110).
7. **Лысиков Ю. И., Фам Ван Мань и др.** Влияние флуктуаций коэффициента поглощения на нагревание слабопоглощающей среды интенсивным оптическим излучением.— ИФЖ, 1979, т. 36, № 2.
8. **Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.** Теория упругости. М.: Наука, 1965.

Поступила 10/VI 1983 г.