

01;05;07

Пороги оптического пробоя в электронно-тепловой модели генерации дефектов

© В.Л. Комолов

Всесоюзный научный центр "ГОИ им. С.И.Вавилова",
199034 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 27 декабря 1995 г.)

Проведен анализ условий зарождения оптического пробоя в прозрачном материале при протекании в нем рекомбинационно-стимулированных реакций дефектообразования. Показано, что положительная обратная связь между концентрациями электронов проводимости и точечных дефектов активизирует дефектообразование даже в отсутствие разогрева среды. В реальных условиях, когда разогрев среды под действием света существен, снижение активационного барьера при тепловой генерации дефекта с участием электрона проводимости приводит к оптическому пробую среды при интенсивностях светового потока, значительно меньших, чем предсказывается в классических "полупроводниковой" и "термохимической" моделях теплового пробоя. Проведенный анализ позволяет утверждать, что оптический пробой прозрачных конденсированных сред в широком диапазоне условий светового воздействия обусловлен развитием в них электронно-стимулированных реакций дефектообразования.

Введение

Вопрос о причинах и условиях зарождения оптического пробоя в слабопоглощающих непроводящих средах под действием интенсивности оптического излучения видимого и ИК диапазонов остается до сих пор дискуссионным. Несмотря на значительные усилия, предпринятые на протяжении более чем двух десятилетий, физические модели, предложенные для описания оптического пробоя и лучевой деструкции прозрачных материалов, не позволяют правильно предсказать поведение материалов в поле интенсивной световой волны и зачастую содержат внутренние противоречия. Их преодоление достигается введением в теоретические модели подгоночных параметров, выбор значений которых не всегда достаточно обоснован.

Наиболее заметные успехи теоретического описания явления лучевой деструкции были достигнуты с использованием представлений о тепловом характере оптического пробоя [1–5]. В основе моделей теплового пробоя лежит утверждение, что лучевая деструкция прозрачных материалов обусловлена разогревом среды до высокой температуры, при достижении которой меняется структура и свойства кристаллической решетки исследуемого материала (например, происходит плавление, испарение, потеря упругости и т. п.). Трудности описания значительного разогрева среды с малым начальным поглощением света преодолеваются введением в теоретические модели положительных обратных связей, обеспечивающих рост поглощения по мере разогрева среды.

Учет обратных связей при описании зарождения оптического пробоя в значительной мере снимает еще одну проблему анализа данных — проблему выбора критерия пробоя. При достаточно резкой температурной зависимости оптических параметров среды (в большинстве моделей она подчиняется активационному закону,

$\sim \exp(-U/kT)$) разогрев ее имеет пороговый характер; при превышении интенсивностью света q некоторого фиксированного для данных условий значения q_* температура среды начинает расти со временем экспоненциально, и можно полагать, что в условиях развивающейся термической неустойчивости среды любой критерий лучевой деструкции будет удовлетворен практически мгновенно после срыва разогрева в экспоненциальный режим.

К настоящему времени имеется несколько моделей теплового пробоя, учитывающих различные механизмы обратных связей.

В так называемой "полупроводниковой" модели впервые рассмотренной в [1] и экспериментально подтвержденной для германия при воздействии лазерного ИК излучения [2], возникновение положительной обратной связи обусловлено термофлуктуационным забросом валентных электронов в зону проводимости — процессом, вероятность которого экспоненциально растет с ростом температуры среды. Высота активационного барьера W в этой модели связывается с шириной запрещенной зоны полупроводника E_g : $W = E_g/2$. Поглощение света на свободно-свободных переходах, пропорциональное концентрации свободных носителей n_e , приводит к росту температуры T , а следовательно, к дальнейшему росту n_e и коэффициента поглощения света κ , причем "коэффициент обратной связи" такого процесса тем выше, чем больше интенсивность светового потока.

В "термохимической" модели [3] возникновение оптического пробоя в твердом теле связывается с процессом термической генерации в нем точечных дефектов — процессом, вероятность которого также подчиняется активационному закону. Новым моментом, возникающим в этой модели по сравнению с "полупроводниковой", является то, что генерация точечных дефектов сопровождается появлением в запрещенной зоне материала

электронных состояний, приводящих к принципиальным изменениям в механизмах роста поглощения света с температурой. Эти изменения заключаются в значительном росте концентрации свободных носителей n_e по сравнению с ее равновесным значением при данной температуре вследствие многоступенчатого заброса носителей в зону проводимости светом через возникающие промежуточные энергетические уровни. В результате концентрация электронов проводимости и обусловленный ею коэффициент поглощения света приобретают сложную температурную зависимость, определяемую не только шириной запрещенной зоны, как в "полупроводниковой" модели, но и энергией активации точечного дефекта W_0 . В [3] показано, что тепловая неустойчивость возникает в такой модели при температурах, в 2–3 раза меньших, чем это предсказывается "полупроводниковой" моделью.

Электронно-тепловая генерация дефектов

Упомянутые выше модели термической неустойчивости слабопоглощающих материалов позволили значительно продвинуться в понимании механизмов зарождения оптического пробоя. В частности, модификация их для описания локального поглощения позволила интерпретировать ряд экспериментально наблюдавшихся закономерностей лучевой деструкции [4,5]. Вместе с тем отчетливо проявились внутренние ограничения применимости этих моделей, обусловленные тем фактом, что упоминавшиеся выше механизмы обратных связей эффективно работают лишь при достаточно сильных разогревах среды, которых тем труднее достичь, чем чище исходный материал и чем больше ширина его запрещенной зоны (или энергия активации дефекта). Это обстоятельство заставляет вновь вернуться к проблеме теплового оптического пробоя в плане поиска процессов, активируемых при меньших температурах, чем рассмотренные ранее. Ниже мы изложим результаты анализа одного из механизмов снижения активационного барьера при генерации точечных дефектов в слабопоглощающем кристалле и проследим его влияние на возникновение оптического пробоя.

Представления о термофлуктуационном механизме образования и аннигиляции точечных дефектов кристаллической решетки широко используются для описания результатов лазерного воздействия на материалы с относительно небольшой энергией связи. Очевидно, однако, что для сред, энергия активации дефекта в которых составляет 2–3 эВ, вероятность термической генерации дефекта практически не отличается от нулевой при нагреве вещества на сотни градусов.

Для сред с высокой концентрацией свободных носителей (в том числе созданных излучением) наряду с термофлуктуационным механизмом дефектообразования известен механизм, связанный с генерацией дефектов при распаде электронных возбуждений — ме-

ханизм рекомбинационно-стимулированных дефектных реакций [6]. Участие в процессе возбужденного носителя заряда, захватываемого на локальный уровень дефекта в процессе его рождения, приводит к значительному снижению эффективной высоты активационного барьера для термофлуктуационного процесса образования дефекта. Снижение высоты барьера обусловлено тем фактом, что электрон своим полем способствует деформации решетки в месте ее локализации, а деформация в свою очередь облегчает локализацию электрона в месте нарушения идеальной периодической структуры. Представления о рекомбинационно-стимулированных дефектных реакциях нашли практическое использование при анализе причин деградации параметров полупроводниковых гетеролазеров [7]; микроскопическая теория процесса безызлучательной рекомбинации на дефекте и анализ на ее основе ряда рекомбинационно-стимулированных реакций приведены в обзоре [8].

В большинстве работ (например, [6–8]) анализ процессов образования дефектов под действием света проводился в условиях, когда энергия светового кванта была достаточно велика для генерации электронно-дырочных пар при межзонном поглощении света в кристалле. При этом анализ распадается на два последовательных этапа: 1) расчет концентрации свободных носителей при их генерации светом и 2) расчет вероятности образования дефекта (термического или электронно-стимулированного) при известной концентрации свободных носителей. Качественно иная картина имеет место при облучении полупроводника в области прозрачности [3]. В этом случае генерации электрон-дырочных пар в результате межзонного процесса не происходит, единственным поставщиком электронов в зону проводимости являются дефекты кристаллической решетки, энергетические уровни которых создают "лесенку" разрешенных состояний в запрещенной зоне кристалла. Наличие такой "лесенки" делает возможным многоступенчатый заброс электронов в зону проводимости при облучении среды квантами с энергией, меньшей, чем ширина запрещенной зоны. Появление в зоне проводимости электронов, приводя к росту поглощения света и разогреву образца, стимулирует термическую генерацию дополнительных дефектов, а рост концентрации дефектов в свою очередь приводит к появлению в запрещенной зоне новых "лесенок", благодаря которым увеличивается скорость заброса электронов в зону проводимости и т.д.

В процессе рекомбинационно-стимулированной генерации дефектов в прозрачном материале под действием света существенным является то, что наличие в зоне проводимости свободных носителей способствует генерации дефектов даже в отсутствие разогрева материала [9]. Поскольку скорость образования дефектов с участием электронов пропорциональна концентрации последних n_e , а она в свою очередь определяется концентрацией промежуточных уровней в запрещенной зоне, т.е. концентрацией дефектов N_v , то величины n_e и N_v оказываются взаимосвязаны. Положительная обратная связь

между концентрациями электронов и дефектов способна привести к быстрому росту числа дефектов либо к их постепенному накоплению при многократном световом воздействии. Первый случай соответствует оптическому пробую, характеризуется резким порогом возникновения и приводит к разрушению кристалла, второй — к постепенной деградации его оптических характеристик при дефектообразовании (так называемые "эффекты накопления").

Поглощение света в модели генерации дефектов

Следуя методу анализа работы [9], рассмотрим материал с начальной концентрацией точечных дефектов N_0 (для определенности пусть это будут вакансии), глубокие акцепторные уровни которых E_v заполнены электронами n_v (их начальная концентрация $n_{v0} = N_0$). При падении на материал света с интенсивностью J ($\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$) и энергией кванта $\hbar\omega$, достаточной для ступенчатого возбуждения электрона из валентной зоны p в зону проводимости c через промежуточный уровень v (сечения поглощения для переходов $p-v$ и $v-c$ есть σ_1 и σ_2 соответственно), получаем систему уравнений баланса для неравновесных концентраций вакансий N_v и электронов в зоне проводимости n_e и на акцепторном уровне n_v

$$\frac{dN_v}{dt} = \lambda + \eta n_e - \lambda' N_I (N_v - n_v) - \eta' N_I n_v,$$

$$\frac{dn_v}{dt} = J\sigma_1 (N_v - n_v) - J\sigma_2 n_v + \eta n_e + \gamma_v (N_v - n_v) n_e - \eta' N_I n_v,$$

$$\frac{dn_e}{dt} = J\sigma_2 n_v - \eta n_e - \gamma_v (N_v - n_v) n_e + \eta' N_I n_v - n_e / \tau_r,$$

$$N_I = N_v - N_0, \quad N_v(0) = n_v(0) = N_0, \quad n_e(0) = 0. \quad (1)$$

Здесь $\lambda + \eta n_e$ — полная скорость рождения дефектов (второе слагаемое описывает электронно-стимулированный процесс), $\lambda' N_I (N_v - n_v)$ и $\eta' N_I n_v$ — скорости аннигиляции пустых вакансий и вакансий, содержащих на уровне E_v электроны (в последнем случае электрон переходит в зону проводимости); $\gamma_v (N_v - n_v) n_e$ — скорость захвата электрона проводимости на уровень E_v ; $1/\tau_r$ — скорость рекомбинации электрона проводимости.

Коэффициенты, входящие в (1), зависят от температуры по активационному закону, и имеют вид [10]

$$\eta = a^3 \nu_0 N^2 / Q \exp\left(-\frac{W + E - E_v}{T}\right),$$

$$\lambda' = \eta' = a^3 \nu_0 \exp\left(-\frac{E}{T}\right),$$

$$\lambda = a^3 \nu_0 N^2 / Q \exp\left(-\frac{W + E}{T}\right), \quad (2)$$

где a — постоянная решетки, ν_0 — частота колебаний атомов, N — концентрация узлов решетки, Q — плотность состояний в зоне, E — энергия активации диффузии дефекта.

Для дальнейшего анализа оптического пробоя среды нам понадобится явный вид зависимости $\kappa(T, q)$ в рамках обсуждаемой электронно-тепловой модели. В стационарных условиях

$$\frac{dN_v}{dt} = \frac{dn_v}{dt} = \frac{dn_e}{dt} = 0$$

система (1) в несколько упрощенном виде выглядит так:

$$\eta n_e - \eta' N_v n_v = 0, \quad (3a)$$

$$J\sigma_1 (N_v - n_v) - J\sigma_2 n_v + \eta n_e - \eta' N_v n_v = 0, \quad (3б)$$

$$J\sigma_2 n_v - \eta n_e + \eta' N_v n_v - n_e / \tau_r = 0. \quad (3в)$$

При написании (3) мы сделали следующие упрощения: пренебрегли термофлуктуационным рождением дефекта без участия электрона, поскольку, как показано в [9], $\lambda \ll \eta n_e$ при любых реальных значениях n_e , пренебрегли слагаемыми $\lambda' N_I (N_v - n_v)$, $\gamma_v (N_v - n_v) n_e$, не оказывающими существенного влияния на результаты анализа при $(N_v - n_v) / N_v < 1$, и предположили, что в стационарных условиях возникло достаточно много дефектов ($N_v \gg N_0$), $N_I = N_v - N_0 \approx N_v$.

Справедливость допущений и их физический смысл будет обсуждаться далее. При сделанных допущениях сравнение (3a) и (3б) дает соотношение

$$n_v = \frac{\sigma_1}{\sigma_1 + \sigma_2} N_v, \quad (4)$$

а после подстановки (4) в (3a)

$$n_e = \frac{\eta'}{\eta} N_v n_v = \frac{\eta'}{\eta} \frac{\sigma_1}{\sigma_1 + \sigma_2} N_v^2. \quad (5)$$

С другой стороны, из (3a), (3в) следует

$$n_e = J\sigma_2 \tau_r n_v = J\sigma_2 \tau_r \frac{\sigma_1}{\sigma_1 + \sigma_2} N_v. \quad (6)$$

Сравнение (5), (6) позволяет получить выражение для концентрации N_v дефектов

$$N_v = J\sigma_2 \tau_r \frac{\eta'}{\eta}, \quad (7)$$

а подстановка (7) в (4) и (5) — выражения для n_v и n_e соответственно

$$n_v = J\sigma_2 \tau_r \frac{\sigma_1}{\sigma_1 + \sigma_2} \frac{\eta'}{\eta}, \quad (8)$$

$$n_e = (J\sigma_2 \tau_r)^2 \frac{\sigma_1}{\sigma_1 + \sigma_2} \frac{\eta'}{\eta}. \quad (9)$$

Принимая во внимание, что разогрев кристалла обусловлен в основном поглощением света свободными

носителями, получаем вид искомой зависимости коэффициента поглощения κ от интенсивности светового потока q и температуры T

$$\kappa(T, q) = \sigma_e n_e = (J\sigma_2\tau_2)^2 \frac{\sigma_e\sigma_1}{\sigma_1 + \sigma_2} \frac{\eta(T)}{\eta'(T)} \quad (10)$$

или после подстановки явного вида температурных зависимостей (2) для $\eta(T)$ и $\eta'(T)$

$$\begin{aligned} \kappa(T, q) &= \frac{N^2}{Q} \frac{1}{(\hbar\omega)^2} (q\sigma_2\tau_r)^2 \frac{\sigma_e\sigma_1}{\sigma_1 + \sigma_2} \exp\left(-\frac{W - E_v}{T}\right) \\ &= q^2\beta \exp\left(-\frac{W - E_v}{T}\right) = \kappa_0(q) \exp\left(-\frac{U}{T(r)}\right). \end{aligned} \quad (11)$$

Критические температуры и пороги пробоя

Для проведения анализа разогрева и оптического пробоя среды система (3) должна быть дополнена уравнением теплопроводности с источником, мощность которого определяется интенсивностью светового потока $q = \hbar\omega J$ и коэффициентом поглощения κ , который сам является функцией температуры T ($\kappa = \kappa(T)$)

$$\frac{\partial T}{\partial T} = a\nabla^2 T + \frac{\kappa(T)q}{\rho c} \quad (12)$$

с соответствующими начальными и граничными условиями.

Оставляя в стороне полный анализ решений системы (3), (12), мы воспользуемся для оценки критических температур и порогов пробоя некоторыми простыми, но универсальными соотношениями, установленными в рамках "полупроводниковой" модели тепловой неустойчивости [3–5].

Напомним, что неустойчивость температурного поля при разогреве светом среды, коэффициент поглощения которой — резко растущая функция температуры возникает в условиях, когда наведенное светом поглощение в среде превышает исходное [5]. Метод анализа условий потери устойчивости полем температур пришел в силовую оптику из теории теплового взрыва при экзотермических химических реакциях [11] и проводится по схеме, изложенной ниже для простейшего случая разогрева среды в окрестности поглощающего включения. В прозрачной среде вокруг включения радиуса R , имеющего поглощательную способность A , формируется стационарный температурный профиль вида

$$T(r) = \frac{qAR}{K} \frac{R}{r} = T_0 \frac{R}{r} \quad (\text{для } r > R), \quad (13)$$

где q — интенсивность падающего светового потока, K — коэффициент теплопроводности среды, $T_0 = (qAR)/K$ — температура внутри включения.

При наличии в среде наведенного поглощающего "ореола" $\kappa[T(r)]$ в окрестности включения температурное

поле искажается из-за появления дополнительного объемного теплового источника. Простая оценка дополнительного разогрева включения, проведенная с учетом эффективной поглощательной способности "ореола", дает для температуры включения $T(q)$ соотношение

$$T(q) = \frac{qAR}{K} + \frac{q}{K} \int_R^\infty \kappa[T(r)]r dr. \quad (14)$$

При достаточно резкой зависимости κ от T (например, активационной $\sim \exp(-U/T)$, характерной для всех трех упомянутых выше моделей) решение (14) существует лишь в ограниченном диапазоне интенсивностей света $q < q_*$. Заметим, что речь идет об имеющем физический смысл низкотемпературном решении, поскольку высокотемпературный стационар $T \approx U$ для источника ограниченной мощности существует всегда. Порог устойчивости низкотемпературного решения определяется условием [4,5]

$$R\kappa[T_0(q, R)] \gtrsim A, \quad (15)$$

в котором T_0 связана с q и R соотношением (13).

Вернемся к выражению (14) для температуры. Принимая во внимание, что, согласно (11),

$$\kappa(T, q) = \kappa_0(q) \exp\left(-\frac{U}{T(r)}\right),$$

подставляя сюда $T(r) = T_0(R/r)$ и выполняя интегрирование, получим с точностью до членов $\sim T_0/U$

$$T(q) = T_0 \left[1 + \frac{T_0}{U} \frac{\kappa_0 R}{A} \exp\left(-\frac{U}{T_0}\right) \right]. \quad (16)$$

Из (16) сразу следует, что дополнительный разогрев, связанный с поглощающим "ореолом" (второе слагаемое в (16)), становится заметным при выполнении критерия, совпадающего с (15),

$$\frac{\kappa_0 R}{A} \exp\left(-\frac{U}{T_0}\right) \geq 1, \quad (17)$$

т.е. начиная с температур

$$T_* \gtrsim \frac{U}{\ln\left(\frac{\kappa_0 R}{A}\right)}. \quad (18)$$

Имея в виду связь (13) температуры со световым потоком, получаем соотношение для критической интенсивности света q_* , при превышении которой в среде развивается термическая неустойчивость

$$q_* = \frac{KT_*}{AR} = \frac{KU}{AR} \frac{1}{\ln\left(\frac{\kappa_0 R}{A}\right)}. \quad (19)$$

Обсуждение результатов и выводы

Прежде чем приступить к подведению итогов проведенного анализа условий оптического пробоя, скажем несколько слов о справедливости допущений, сделанных при написании системы (3).

1) Условие $\lambda \ll \eta n_e$ выполняется, начиная с

$$n_e > n_* = \lambda / \eta = Q \exp\left(-\frac{E_v}{T}\right). \quad (20)$$

При $T = 300 \text{ K}$, $Q = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ значения n_* варьируются от $n_* \sim 10^2 \text{ см}^{-3}$ для $E_v = 1 \text{ эВ}$ до $n_* \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$ для $E_v = 0.4 \text{ эВ}$, т.е. тепловым рождением дефектов без участия электрона можно пренебречь при любых мыслимых значениях E_v .

2) Согласно (4), условие $(N_v - n_v) / N_v < 1$ накладывает ограничение на соотношение сечений переходов σ_1 и σ_2 и выполняется при $\sigma_1 / \sigma_2 < 1$. Это ограничение, сделанное ради упрощения анализа, не влияет на общие его результаты, но его надо иметь в виду при конкретных расчетах по предложенной выше схеме, или проводить более строгий анализ заселенностей на базе полных уравнений (1).

3) Условие $N_v \gg N_0$ выполняется тем лучше, чем выше интенсивность излучения q и чем более совершенна исходная структура кристалла. Вообще говоря, исходные дефекты (N_0) играют лишь роль затравки процесса световой генерации вакансий, в собственных материалах их концентрация пренебрежимо мала по сравнению со светоиндуцированными.

Таким образом, сделанные для упрощения оценок допущения почти не ограничивают общности анализа и не влияют на его основные выводы. Что касается самих выводов, то они сводятся к следующему.

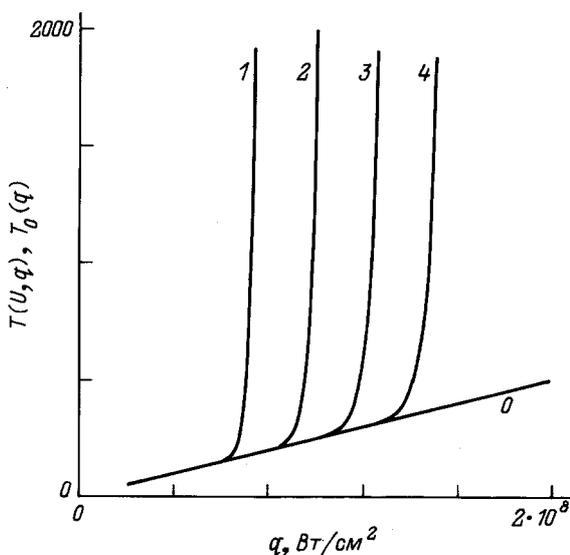


Рис. 1. Зависимости температуры среды от интенсивности светового потока и высоты активационного барьера. U, K : 1 — 5000, 2 — 7000, 3 — 9000, 4 — 11000; прямая 0 — разогрев без учета наведенного поглощения.

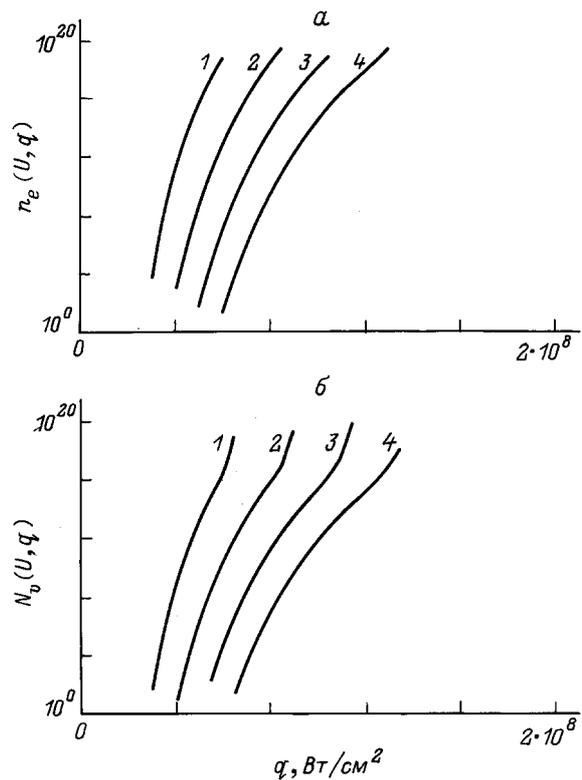


Рис. 2. Зависимости концентраций электронов (а) и дефектов (б) от интенсивности светового потока и высоты активационного барьера. U, K : 1 — 5000, 2 — 7000, 3 — 9000, 4 — 11000; прямая 0 то же, что и на рис. 1.

1. Рекомбинационно-стимулированные реакции генерации дефектов с участием электронов проводимости играют решающую роль в процессе лазерно-индуцированной модификации структуры прозрачных кристаллических сред, приводя к возникновению в них значительного числа точечных дефектов даже в отсутствие разогрева среды.

2. Предложенная электронно-тепловая модель оптического пробоя прозрачных сред характеризуется высотой активационного барьера, значительно (на 0.5–1 эВ) меньшей, чем его типичные значения в "полупроводниковой" и "термохимической" моделях.

3. Сравнительно малая величина энергии активации U стимулирует быстрый рост концентрации дефектов в прозрачном материале и приводит к возникновению термической неустойчивости и оптическому пробую слабопоглощающих сред при разумных значениях температуры среды T_* и интенсивности светового потока q_* . Это утверждение проиллюстрировано рис. 1, 2 и оценками в таблице для типичного набора параметров широкозонного полупроводника.

Расчет проведен по формулам (18), (19) при следующих значениях параметров: $N = 3 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$, $Q = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $\hbar\omega = 1.17 \text{ эВ}$, $k = 0.4 \text{ Вт/см град}$, $A = 10^{-2}$, $R = 10^{-4} \text{ см}$, $\sigma_1 = 4 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$, $\sigma_2 = 10^{-18} \text{ см}^2$, $\sigma_e = 5 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$, $\tau_r = 10^{-6} \text{ с}$.

Критические температуры T_* и пороги пробоя q_* при различной высоте U активационного барьера

U , К	$T_*(U)$, К	$q_*(U)$, МВт/см ²
5000	166	67.2
7000	235	94.2
9000	302	121.0
11000	369	148.0
13000	437	174.8
15000	504	201.7

Итоговым выводом проведенного анализа является утверждение, что оптический пробой широкого класса прозрачных конденсированных сред при типичных условиях светового воздействия обусловлен протеканием в них электронно-стимулированных реакций дефектообразования с последующим развитием тепловой неустойчивости, имеющей ярко выраженный порог возникновения. Процесс допороговой генерации дефектов характеризуется значительными скоростями и протекая даже при низких температурах, приводит к оптической "усталости" среды, т.е. постепенной деградации ее оптических характеристик при многократном облучении.

Работа выполнена при поддержке Международного научного фонда и Российского фонда фундаментальных исследований.

Список литературы

- [1] Эпштейн Э.М. // Изв. вузов. Радиофизика. 1972. Т. 15. Вып. 1. С. 33–37.
- [2] Young P.A. // Appl. Opt. 1971. Vol. 10. N 3. P. 638–643.
- [3] Бонч-Бруевич А.М., Комолов В.Л., Либенсон М.Н., Румянцев А.Г. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 1. С. 107–110.
- [4] Анисимов С.И., Макшанцев Б.И. // ФТТ. 1973. Т. 15. Вып. 4. С. 1090–1095.
- [5] Алешин И.В., Анисимов С.И., Бонч-Бруевич А.М. // ЖЭТФ. 1976. Т. 70. Вып. 4. С. 1214–1223.
- [6] Абакумов В.Н., Пахомов А.А., Ясиевич И.Н. // ФТП. 1991. Т. 25. Вып. 9. С. 1489–1516.
- [7] Клингер М.И., Луцкич Ч.Б., Машовец Т.В. и др. // УФН. 1985. Т. 147. № 3. С. 523–558.
- [8] Yassievich I.N. // Semicond. Sci. Technol. 1994. Vol. 9. P. 1433–1453.
- [9] Комолов В.Л. // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 7. С. 64–69.
- [10] Винецкий В.Л., Холодарь Г.А. Статистическое взаимодействие электронов и дефектов в полупроводниках. Киев: Наукова думка, 1969.
- [11] Анисимов С.И., Ноготов Е.Ф. // ТВТ. 1963. Т. 1. № 2. С. 276–280.