

жении ДГ и ЛБП последнее неравенство в (9), обусловленное требованием малости  $\theta\phi$  в (3), ограничивает область применимости (6), (7) скоростями, много меньшими минимальной фазовой скорости спиновых волн  $c$ . Поэтому далее остановимся на случае  $\dot{x}_i, \dot{y}_i \ll c$ . Из (6), (7), следуя Слончевскому [8], легко выделить динамическую силу реакции, приходящуюся на единицу длины линии,

$$\mathbf{F}_i = m_\Delta \ddot{\mathbf{r}}_i + \frac{m_\Delta}{\tau} \dot{\mathbf{r}}_i - \frac{2\pi M_0}{\gamma} \frac{H_\perp}{2H_E} [\mathbf{t}, \dot{\mathbf{r}}_i], \quad (10)$$

где  $\mathbf{r}_i = (x_i, y_i, 0)$ ,  $\mathbf{t} = \nabla\phi \times \nabla\theta / |\nabla\phi \times \nabla\theta|$  — единичный вектор, касательный к  $i$ -й линии, значение которого вычисляется в ее геометрическом центре (в рассмотренном нами случае вектор  $\mathbf{t}$  направлен вдоль оси  $+z$ ),  $H_\perp$  — компонента внешнего поля, перпендикулярного плоскости поворота  $\mathbf{l}$  в ДГ (для ДГ с ЛБП  $H_\perp = H_y$ , с ЛСП  $H_\perp = H_z$ ). Из системы (6) и (7) трудно определить подвижность ДГ

$$\mu_{\text{ДГ}} = \mu_0 \left\{ 1 + [1 + (\pi\Delta_0 H_y / 4\pi\Delta_0 H_E)^2] \frac{2\Delta_0^2}{\lambda\Delta_0} \right\}^{-1}, \quad (11)$$

где  $\mu_0 = \gamma\Delta_0 d / \alpha a$ . При  $H_y = 0$  наличие линии сводится к слабому уменьшению  $\mu_{\text{ДГ}}$ . При  $H_y \neq 0$  подвижности ДГ может существенно уменьшиться, когда отношение абсолютных величин вязкого и гиротропного членов в (10) много меньше единицы (см. рисунок).

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Барьялтар В. Г., Иванов Б. А., Четкин М. В. УФН, 1985, т. 146, № 3, с. 417—458.
- [2] Фарзудинов М. М., Шамсутдинов М. А., Халфина А. А. ФТТ, 1979, т. 21, № 5, с. 1522—1527.
- [3] Мелихов Ю. В., Переход О. А. УФЖ, 1983, т. 28, № 5, с. 713—716.
- [4] Екомасов Е. Г., Фарзудинов М. М., Шамсутдинов М. А. Деп. ВИНТИ, 1985, № 6462—85. 33 с.
- [5] Переход О. А. Автореф. канд. дис. Донецк: ДГУ, 1986. 19 с.
- [6] Андреев Л. Ф., Марченко В. И. УФН, 1980, т. 130, № 1, с. 39—63.
- [7] Звездин А. К., Мухин А. А., Попков А. Ф. Магнитоупругие аномалии в динамике доменных границ в слабых ферромагнетиках. Преприят. Физический институт имени П. Н. Лебедева АН СССР, № 108. М., 1982. 65 с.
- [8] Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982. 382 с.

Башкирский государственный  
университет им. 40-летия Октября  
Уфа

Поступило в Редакцию  
10 сентября 1987 г.  
В окончательной редакции  
18 января 1988 г.

## НАКОПИТЕЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ, ПРИ ОПТИЧЕСКОМ РАЗРУШЕНИИ ПРОЗРАЧНЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

А. М. Кондырев, А. А. Бугаев, С. Б. Еронько, А. Чмель

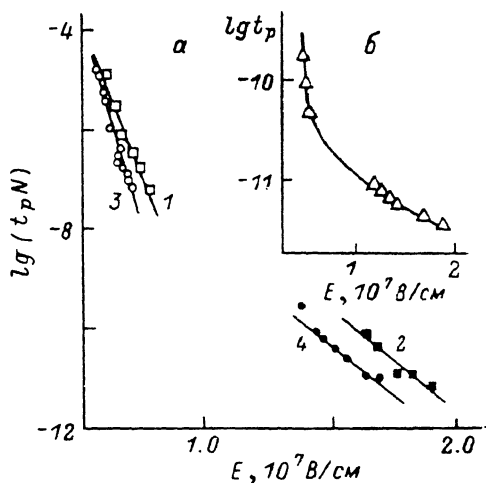
Исследование по оптическому разрушению прозрачных диэлектриков в пикосекундном диапазоне длительностей импульсов дает возможность проверить справедливость теорий разрушения в ситуации, когда малое время воздействия ограничивает развитие процессов, приводящих к про-

бою диэлектрика. Наибольший интерес в этом плане представляют эксперименты, в которых проявляются закономерности, имеющие взаимосоключающее объяснение в рамках различных теорий. Одной из таких закономерностей является накопительный эффект при лазерном облучении, т. е. разрушение диэлектрика в результате многократного облучения импульсами с «допороговой» напряженностью электрического поля. В мили- и наносекундном диапазонах накопительный эффект хорошо изучен [1-4], причем доказано [1, 2], что в основе его лежит необратимая деструкция материала за счет образования микроскопических дефектов. В настоящей работе изучена зависимость числа импульсов до разрушения ( $N$ ) от напряженности поля ( $E$ ) («временная зависимость прочности» [1]) при облучении импульсами длительностью ( $t_p$ )  $6 \cdot 10^{-8}$  и  $6 \cdot 10^{-12}$  с.

В качестве источника пикосекундных импульсов использован лазер на неодимовом стекле, работавший в режиме самосинхронизации мод. Длительность импульса, измеренная по методу неколлинеарной генерации 2-й

Суммарное время до разрушения в поле  $E$ .

$a$  — при многократном облучении стекла К8 (1, 2) и  $a = \text{SiO}_2$  (3, 4) при  $t_p = 6 \cdot 10^{-8}$  (1, 3) и  $6 \cdot 10^{-12}$  (2, 4) с;  $b$  — при облучении  $a = \text{SiO}_2$  одиночными импульсами различной длительности [5].



гармоники, составляла 6 пс. В ходе эксперимента контролировалась величина пропускания образца, которая определялась по отношению энергий прошедшего и падающего импульса. Уменьшение пропускания ( $\Delta\eta$ ) при облучении указывало на возникновение микродефектов, т. е. разрушение образца. При  $\Delta\eta \cong 5\%$  созданные пикосекундными импульсами дефекты были визуально неразличимы, но проявлялись в виде светящихся точек при подсвечивании облученной области лучом ионно-аргонового лазера. Поэтому при  $\Delta\eta \cong 5\%$  облучение данной точки образца прекращалось. Интервал между импульсами при многократном облучении составлял 7 с.

Опыты проведены на образцах оптического стекла К8 и синтетического парофазного аморфного кварца. Излучение фокусировалось в объем образцов линзой с фокусным расстоянием 36 мм.

Результаты приведены на рисунке. Как видно, при уменьшении поля для достижения разрушения требуется большее время облучения. Поскольку при повторных импульсах, направленных в одну точку образца, условия опыта сохраняются, эффект временной зависимости может быть связан только с эволюцией свойств материала — возникновением в нем при «допороговом» воздействии необратимых изменений. Накопительный эффект наблюдается в пико- и наносекундном диапазонах, причем в обоих случаях графики зависимости  $\lg(Nt_p)$  от  $E$  представляют собой прямые линии. Однако наклон прямых при  $t_p = 6 \cdot 10^{-8}$  с больше, чем при  $t_p = 6 \cdot 10^{-12}$  с. Следовательно, интенсивность накопительного процесса при уменьшении  $t_p$  падает, т. е. оказывается небезразлично, импульсами какой длительности набирается суммарное время облучения.

Очевидно, что варьировать время облучения ( $\tau$ ) можно, изменяя либо число импульсов, приходящих в одну точку, либо длительность импульса. Зависимость разрушающего поля от длительности импульса изучена в [5], где приведены данные по оптической прочности аморфного кварца

при изменении  $t_p$  от 3.5 до 175 пс (табл. VI [5]). На рисунке, б эти данные воспроизведены графически в тех же координатах, что и наши результаты по многократному облучению. Ход зависимостей  $\lg N(E)$  (наши данные) и  $\lg t_p(E)$  (данные [5]) совершенно аналогичен. Увеличение  $E$  при  $t_p \rightarrow 10^{-12}$  с связывалось авторами [5] с особенностями развития электронной лавины: согласно модели [6], в пикосекундном диапазоне длительность импульса ограничивает время, необходимое для ускорения электронов во внешнем поле. Однако механизм пробоя путем электронной лавины принципиально не допускает эффекта временной зависимости при многократном воздействии при  $t_p = \text{const}$ . Все построения модели [6] (как и другого варианта механизма электронной лавины [7]) ограничены временным интервалом одного импульса и существования «памяти» о предшествующем облучении не предполагают. Другими словами, временные зависимости при многократном облучении в рамках механизма электронной лавины объяснения не находят.

В то же время предложенный в [1] термофлуктуационный механизм разрушения (ТМР) объясняет временную зависимость оптической прочности как в случае изменения длительности импульсов, так и при многократном облучении, поскольку для ТМР существенным является лишь суммарное время облучения. Основываясь на Больцмановской статистике тепловых флуктуаций, ТМР предполагает существование зависимости между полем и временем облучения в виде  $\tau = \tau_0 \exp [(U_0 - \gamma E)/kT]$ , где  $k$  — постоянная Больцмана;  $T$  — абсолютная температура;  $\tau_0$ ,  $\gamma$ ,  $U_0$  — параметры. Опыт показывает [1], что параметр  $\tau_0$ , характеризующий время, за которое может образоваться дефект хотя бы атомных масштабов, составляет  $10^{-12}$ — $10^{-13}$  с. Поэтому при длительности импульса  $\sim 10^{-12}$  с эффективность лазерного воздействия падает и течение накопительного процесса замедляется.

Таким образом, сравнение данных по зависимостям  $E(\tau)$  при изменении либо длительности импульса, либо числа импульсов позволяет наиболее полно исследовать природу зависимости лазерной прочности прозрачных диэлектриков от суммарного времени облучения.

Аналогичный ход зависимостей  $\lg \tau(E)$  при одно- и многократном облучении естествен для ТМР и невозможен при пробое электронной лавиной. Полученные результаты показывают, что временная зависимость оптической прочности является следствием изменения свойств материала под действием излучения. Ход временных зависимостей не подтверждает моделей разрушения, не учитывающих эффекта «памяти» твердого тела о световом воздействии. По нашему мнению, катастрофическому пробое всегда предшествует скрытая стадия зарождения и развития микродефектов, которая с точки зрения термофлуктуационного механизма разрушения является ключевым процессом лазерного разрушения.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Журков С. П., Еронько С. Б., Чмель А. ФТТ, 1982, т. 24, № 3, с. 733—739.
- [2] Чмель А., Еронько С. Б., Кондырев А. М., Савельев В. Н. ФТТ, 1986, т. 28, № 4, с. 1071—1075.
- [3] Балицкас С. К., Малдутис Э. К. Квантовая электроника, 1981, т. 4, № 4, с. 902—904.
- [4] Merkle L. D., Bass M., Swimm R. T. Optical Eng., 1983, vol. 22, N 4, p. 405—410.
- [5] Soileau M. J., Williams W. E., Van Stryland E. W., Boggess T. F., Smirl A. L. Optical Eng., 1983, vol. 22, N 4, p. 424—430.
- [6] Sparks M., Mills D. L., Warren R., Holstein T., Maradudin A. A., Sham L. J., Loh E., King D. F. Phys. Rev., 1981, vol. 24, N 6, p. 3515—3536.
- [7] Епифанов А. С., Маненков А. А., Прохоров А. М. ЖЭТФ, 1976, т. 70, № 2, с. 728.