

01; 05; 07

## ПЕРЕСТРОЙКА ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЫ ДИЭЛЕКТРИКА В НЕОДНОРОДНОМ ПОЛЕ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

*А. А. Корнеев, В. М. Осадчиев*

Исследовано влияние механизмов возбуждения системы взаимодействующих электронов конденсированного диэлектрика сфокусированным излучением наносекундного лазерного импульса на порог устойчивости диэлектрика. Объяснены опыты по пробоям в пятне супермалого размера. Определены условия измерения вероятности многофотонной ионизации валентных электронов.

Лучевая прочность прозрачных диэлектриков и их стойкость по отношению к многократному импульсному воздействию лазерного излучения являются важными свойствами оптических материалов. Лучевая прочность характеризуется предельно допустимым значением неразрушающей интенсивности  $J_B$  (порог пробоя). Количественной характеристикой оптической стойкости (долговечности) является порог абсолютной устойчивости  $J_S$ , когда необратимых явлений накопления не происходит. Значения  $J_B$ ,  $J_S$  зависят от качества диэлектрика и параметров лазерного воздействия.

Порог пробоя падает с увеличением размера области воздействия излучения вследствие наличия микронеоднородностей [1] — обязательного свойства фазового состояния немонокристаллических диэлектриков. Как будет выяснено в настоящей работе, существует критический размер, который позволяет разделить микронеоднородности (МН) на два типа: докритические (ДМН) и закритические (ЗМН). Электроны ДМН разбегаются в поле переднего фронта наносекундного импульса и имитируют однородную концентрацию донорных электронов. ЗМН локализуют резкое падение порога на размерах микронеоднородности. В случае сфокусированного излучения в пятно малого размера ( $3 < d < 20$  мк) возникают условия наблюдения собственного пробоя диэлектрика как однородной среды, свойства которой определяются параметрами матрицы и подсистемы электронов донорных состояний, в том числе электронов ДМН.

Предельно допустимые поля для однородного диэлектрика, соответствующие наносекундным импульсам, определяются механизмами лавинной и многофотонной ионизации электронов валентной зоны и процессами переноса электронов зоны проводимости в области действия поля. Смена доминирующих механизмов возбуждения электронной системы проявляется в большом разбросе значений  $J_B$ . Для малого пятна пороги оптического пробоя широкозонных диэлектриков составляют  $J_B \approx 10^{11}$  Вт/см<sup>2</sup> ( $\tau \approx 10$  нс,  $\omega = 1.17$  эВ) и связаны с механизмом лавинной ионизации [2]. Для ультрафиолетового излучения доминирует механизм многофотонной ионизации  $J_B \approx 10^{10}$  ( $\omega = 4.68$ ). Процессы переноса для пятна малого размера не играют заметной роли. В случае уникальной фокусировки наносекундного импульса в пятно супермалого размера ( $d < 1$  мк,  $\tau = 18$  нс;  $\omega = 1.17$  эВ) измерены аномально большие пороги пробоя  $J_B \approx 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> [3]. Оказывается, в этом случае процессы переноса становятся существенными, что приводит к перестройке электронов зоны проводимости и сложному включению механизмов многофотонной и лавинной ионизации [4].

Работа построена следующим образом. Вначале обсуждаются механизмы перестройки электронной системы в поле электромагнитной волны, определяющие предельно допустимые значения интенсивностей для однородного диэлектрика. При исследовании влияния конечного размера пятна фокусировки обнаружено явление образования пузырька (дыры) в электронной плотности, что позволило объяснить экспериментально наблюдаемые аномалии пробоя диэлектрика в пятне супермалого размера. Исследование поведения электронов ДМН в однородном поле позволило определить вероятное строение МН. Используется система единиц  $\hbar = C = 1$ .

### Механизмы перестройки электронной системы

Распределение напряженности электрического поля в среде  $E(r, t) \cos \omega t$ , зависящее от системы фокусировки и процессов самофокусировки, будем считать известным. Динамика перестройки электронной системы диэлектрика описывается с помощью кинетических коэффициентов, соответствующих ударной и многофотонной ионизации и процессам переноса подогретых электронов.

В сильном однородном поле с амплитудой  $E$  устанавливается стационарная функция распределения электронов зоны проводимости по энергии  $\mathcal{F}(\epsilon)$  со средней энергией электронов  $\Theta(E^2)$ . Электронная система является открытой: происходит перенос энергии от фотонной части термостата к фоновой. Оценка

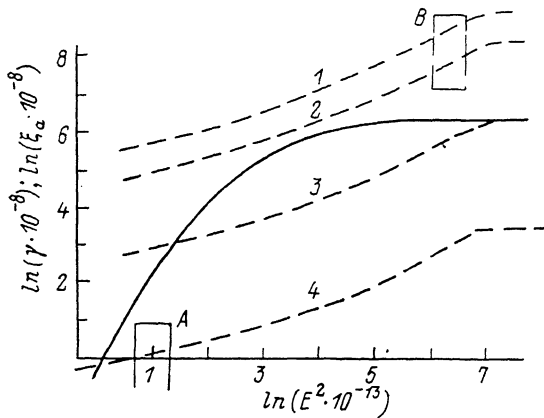


Рис. 1. Зависимости кинетических параметров  $\gamma$   $c^{-1}$  (сплошная линия) и  $\xi_a$   $c^{-1}$  (штриховые линии) от напряженности поля  $E$  (В/см) при размерах пятна  $a$ .

Оптическому пробое в малом и супермалом пятнах соответствуют области А и В. а, мк: 1 — 0.25, 2 — 0.35, 3 — 1.0, 4 — 4.0.

длины  $l_0$  свободного пробега электронов при рассеянии на фоновых, длины  $l_1$  и времени  $\tau_1$  подхвата фотона, коэффициентов диффузии электронов  $B$ ,  $D$  в энергетическом и координатном пространствах, времени релаксации электронов  $\tau_\Theta$  имеет вид

$$l_0^2 \simeq D\tau_0; \quad l_1^2 \simeq l_0^2 \frac{\tau_1}{\tau_0}; \quad \tau_1 \simeq \frac{\omega^2}{B}; \quad B \simeq \gamma I^2; \quad D \simeq \frac{2\Theta}{m} \tau_0; \quad \tau_\Theta \simeq \frac{\Theta^2}{E}, \quad (1)$$

где  $\tau_0^{-1}$  — частота электрон-фононных столкновений ( $\tau_0 T \simeq 1$  при температуре фоновой  $T$ , превышающей частоту Дебая  $\omega_D$ );  $I$  — потенциал ионизации диэлектрика. Оценка коэффициента  $B$  приведена через постоянную лавинной ионизации  $\gamma(E^2)$ .

Выражения для  $\gamma$ ,  $\Theta$  конденсированных диэлектриков получено в работе [5] в приближении слабого поля ( $E \ll E_D$ ). Ограничение на силу поля возникло из-за учета процессов подхвата (потери) только одного кванта поля в акте рассеяния электрона на фоне ( $l_1 \gg l_0$ ). В случае сильных полей ( $E > E_D$ ) необходимо учитывать многоквантовый обмен. Величина  $\gamma$  выходит на асимптотическое значение  $\gamma_D$ , которое можно оценить из условия обязательного подхвата кванта при столкновении электрона с фононом ( $l_1 = l_0$ ),

$$\gamma_D \simeq \omega^2 T / I^2 \simeq 10^{11} \text{ с}^{-1}; \quad E_D = (3m^2 \omega^4 / 2m I e^2)^{1/2} \simeq 10^7 \text{ В/см.} \quad (2)$$

Расчитанное значение  $\gamma_D$  [6] слабо отличается от оценки (2). Степенная интерполяция для  $\gamma(E^2)$  приведена на рис. 1. Значение  $\Theta$  ограничено потенциалом ионизации ( $\Theta_D \simeq I$ ).

С ростом напряженности поля становится существенной многоквантовая ионизация электронов валентной зоны диэлектрика. Выражение для вероятности многоквантовой ионизации атомов среды  $w_I$  запишем в виде, аналогичном выражению для атома водорода в вакууме [7],

$$w_I(E^{2n}) \simeq \omega n^{3/2} \left( \frac{a^2 e^2 E^2}{3m\omega^2 I} \right)^n; \quad n = \left[ \frac{I}{\omega} \right] + 1; \quad (\omega \sqrt{2ml} \gg eE). \quad (3)$$

Волновые функции электронов связанных и свободных состояний для атомов среды осциллируют сильнее. Уменьшение эффективного значения матричного элемента поглощения кванта учитывает множитель  $\alpha$ , значение которого следует определить из опыта ( $\alpha < 1$ ).

В случае сфокусированного лазерного импульса амплитуда поля зависит от координат и времени. Не нарушая общности, зададим ее с помощью гауссианов  $E = E_0 \exp[-r^2/2a^2 - t^2/2\tau^2]$  с параметром неоднородности  $a$  ( $a \simeq 0.6d$ ) и длительности импульса  $\tau$ . Для наносекундных импульсов система электронов остается квазистационарной  $\tau \gg \tau_0$ , причем свойства системы определяются локальным значением  $E(r)$  ( $l_0 \ll l_1 \ll a$ ).

Пространственные неоднородности задачи приводят к процессу переноса электронов. Перенос дырок узкой валентной зоны диэлектрика можно не учитывать из-за большой массы дырок. Поток электронов равен

$$\mathbf{j} = -D\nabla\rho - \mu(\nabla U + \nabla\Theta)\rho; \quad \Theta(E^2) \simeq \frac{\Theta_0}{E_0^2} E^2; \quad \Theta_0 = \Theta(E_0^2), \quad (4)$$

где  $U$  — потенциальная энергия, возникающая от перераспределения плотности электронов  $\rho$ .

Локальные значения коэффициентов диффузии и подвижности для квазистационарных систем связаны соотношением  $D \simeq \mu\Theta$ . Заметим, что для интенсивностей  $J \ll 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> пондермоторным действием света можно пренебречь ( $\nabla e^2 E^2 / 4m\omega^2 \ll \nabla\Theta$ ).

Необратимое разрушение диэлектрика в случае однородного поля для наносекундных и более коротких импульсов наступает при достижении концентрации ионизованных электронов валентной зоны до значения  $\rho_{cr} \simeq 10^{19}$  1/см<sup>3</sup>. Это значение соответствует разрушению как при лазерном воздействии, так и при воздействии электронным пучком (холодное разрушение) и фактически связано с атомной плотностью диэлектрика [8]. Критерий для разрушающей интенсивности импульса  $J_B$  зависит от динамики перестройки электронной системы. Вопросы влияния ловушек электронов на порог пробоя рассмотрены ранее в работе [9].

### Перераспределение заряда в неоднородном поле

В высокочастотном поле электромагнитной волны электроны донорных состояний ионизируются и переходят в зону проводимости. Найдем распределение подогретых электронов в неоднородном поле сфокусированного лазерного излучения при выключенных механизмах ударной и многофотонной ионизации ( $I \rightarrow \infty$ ).

Рассеяние электрона на фононах приводит к формированию пакета размером  $l_0 \simeq \sqrt{2\Theta/m}\tau_0 \simeq 10^2$  Å. Импульс переносного движения пакета мал по сравнению с квантовомеханическим импульсом ( $mD/a \ll \sqrt{2m\Theta}$ ). Перекрывание пакетов наступает при плотностях электронов  $\rho_0 \simeq l_0^{-3} \simeq 10^{18}$  см<sup>-3</sup>, однако вплоть до плотностей  $\rho_0 \sim 10^{20}$  принцип Паули не играет роли  $2m\Theta \gg (3\pi^2\rho_0)^{2/3}$ . Найдем распределение плотности электронов  $\rho(r)$  в рамках задачи электростатики взаимодействующих классических зарядов с внутренней энергией  $\Theta(r)$ . Термодинамические потенциалы фотонной и фононной подсистем заданы значениями  $\{E^2(r), T\}$ . Стационарное распределение  $\rho(r)$  соответствует экстремали обобщенного термодинамического потенциала электронной подсистемы

$$\varphi = \int \Theta \rho^2 dr + \frac{1}{2} (\rho Q \rho) + \frac{1}{2} (\rho_i Q \rho_i) + (\rho Q \rho_i),$$

$$(\rho Q \rho_i) = -\frac{e^2}{\epsilon} \int \rho(r_1) \rho_i(r_2) |r_1 - r_2|^{-1} d^3 r_1 d^3 r_2, \quad (5)$$

где  $\rho_i$  — плотность неподвижного положительного заряда (донорных) дырок ( $\rho_i = \rho_0$ ),  $\epsilon$  — статическая диэлектрическая проницаемость диэлектрика.

Варьируя  $\phi$  по  $\rho$ , находим

$$\rho(r) = \rho_0 + \delta\rho; \quad \delta\rho = \frac{\epsilon}{4\pi e^2} \Delta\theta; \quad \int \Delta\theta d^3 r \equiv 0. \quad (6)$$

Из (6) следует, что электроны из центральной части фокусного пятна переходят на периферию, создавая ореол. При достаточно большой плотности  $\rho_0 > \rho_*$  ( $E^2$ ) перераспределенная плотность будет ненулевой ( $\rho(r) > 0$ ) во всем пространстве. В случае малой плотности  $\rho_0 < \rho_*$  решение (6) справедливо лишь в области  $r > R$ , а при  $r < R$  плотность  $\rho(r)$  обращается в нуль. Воз-

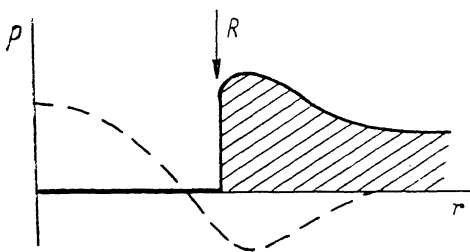


Рис. 2. Перераспределенная плотность электронов  $\rho(r)$ .  $R$  — граница области дыра-ореол. Штриховая линия — плотность «стороннего» заряда  $\epsilon \Delta\theta / 4\pi e^2$ , соответствующая среднему значению кинетической энергии электронов.

никает дыра (пузырек [4]) в плотности электронов (рис. 2). Радиус  $R$  границы дыра-ореол и заряд ореола  $z$  определяются законом сохранения числа частиц

$$z = \int_0^R \rho_0 d^3 r = \int_R^\infty \delta\rho d^3 r. \quad (7)$$

Максимальное число электронов  $z_*$ , которые могут перейти из центра на периферию для насыщения ореола, можно оценить из минимума обобщенного термодинамического потенциала  $\phi(z)$ , полагая  $R \simeq a$ ,

$$\phi(z) \simeq -\Theta_0 z + z^2 e^2 / 2R\epsilon; \quad z_* \simeq \Theta_0 a \epsilon / e^2. \quad (8)$$

Критическая плотность электронов для возникновения дыры определяется условием  $\int_0^R \rho_* d^3 r = z_*$ . За счет процессов диффузии плотность электронов в области дырок отлична от нуля. Положив в (4)  $j=0$  ( $\nabla U < \nabla\theta$  при  $z < z_*$ ), получаем

$$\rho(r < R) = \rho(R) \Theta(E^2(R)) / \Theta(E^2(r)) \simeq \rho(R) \exp\left(\frac{r^2 - R^2}{a^2}\right). \quad (9)$$

Система электронов находится в динамическом равновесии, при котором поток частиц равен нулю, а поток энергии отличен от нуля. Возникает циркулярное движение электронов; горячие электроны двигаются к периферии, охлаждаются и возвращаются к центру. В результате в функции распределения электронов по энергии  $\mathcal{F}(\epsilon, r)$  происходит подавление высокоэнергетической составляющей, т. е. средняя энергия электронов в точке  $r$  меньше соответствующего значения  $\Theta$  вычисленного для  $E = E(r)$ . Последнее обстоятельство существенно влияет на развитие лавины в неоднородном поле.

### Пробой диэлектрика сфокусированным излучением

В задаче пробоя возникает критический размер пятна фокусировки, определяющий понятия малого и супермалого размеров пятна. В пределе однородного поля ( $d \rightarrow \infty$ ) численные значения пороговых характеристик для наносекундного импульса равны ( $\tau = 10^{-8}$  с,  $\gamma = 10^9$  с $^{-1}$ ;  $E_{0B} = 5 \cdot 10^6$  В/см,  $\Theta =$

$\approx 0.4 \text{ эВ}$  [5]. В результате пятна малого размера ( $3 < d < 20 \text{ мк}$ ) порог пробоя однородного диэлектрика увеличивается с уменьшением размера пятна. Качественное уравнение для роста числа электронов в зоне проводимости в центре пятна имеет вид

$$\frac{dK}{dt} = \gamma K - \xi K; \quad K(-\infty) \simeq \rho_0 a^3; \quad \xi = \xi_a \cdot \eta(z_* - z); \quad \xi_a \simeq \frac{2\theta}{ma^2 T}, \quad (10)$$

где  $\xi_a$  — скорость переноса электронов на периферию;  $\eta$  — единичная функция, учитывающая насыщение ореола.

Для пятна малого размера кинетические параметры (10) удовлетворяют неравенству  $\xi_a < \gamma$  ( $a = 5 \text{ мк}$ ,  $\xi_a = 10^8 \text{ с}^{-1}$ ). С помощью критерия пробоя получаем зависимость порога пробоя от размеров пятна

$$\int (\gamma - \xi) dt \simeq \ln \frac{\rho_{cr}}{\rho_0}; \quad \frac{E_{0B}^2(a)}{E_{0B}^2(\infty)} \simeq [1 - a_\gamma^2/a^2]^{-1}; \quad a_\gamma^2 = \frac{2\theta}{mT\gamma}. \quad (11)$$

Как видно из (11), при  $a > a_\gamma \simeq 2 \text{ мк}$  процессы переноса ослабляют развитие лавины. Параметр  $a_\gamma$  соответствует условию равенства  $\xi_a = \gamma$ . С уменьшением  $a$  и ростом  $E_{0B}(a)$  значение  $a_\gamma^2$  выходит на асимптотическое значение  $a_D^2 = 2I/mT\gamma$ , ( $a_D \simeq 1 \text{ мк}$ ,  $d_D \simeq 2 \text{ мк}$ ). Пятно размером  $a < a_D$  будем называть супермалым.

В случае пятна супермалого размера механизм пробоя существенно усложняется [4]. Электроны уходят на периферию  $\xi_a > \gamma$ , в плотности электронов возникает дыра большого размера. В центре пятна лавина не успевает развиться, а на периферии не может, так как из-за экспоненциального спада поля значение  $\gamma$  пренебрежимо мало. С ростом  $E^2$  неравенство  $\xi_a > \gamma$  сохраняется вплоть до пороговых значений напряженности поля для супермалого пятна. Рис. 1 показывает зависимость  $\xi_a$  и  $\gamma$  от  $E^2$ . Устойчивость электронной системы имитирует идеальный диэлектрик для плотностей донорных электронов  $\rho_0 < \rho_D \simeq 10^{16}$  ( $\rho_D a^3 \simeq z_D$  — асимптотическое значение  $z_*$  при больших полях). С ростом интенсивности поля растет вероятность многофотонной ионизации электронов (3). Вклад в ионизацию существен в центре пятна в момент максимума импульса. Неустойчивость диэлектрика ( $a < a_D$ ,  $\rho_0 < \rho_D$ ) наступает после насыщения ореола и схлопывания дыры ( $R \simeq a$ )

$$\rho_A \int w_I(E^2) d^3r dt \simeq z_D; \quad w_I(E_0^n) \rho_A 2\pi^2 a^3 \tau / n \simeq I a \epsilon / e^2, \quad (12)$$

где  $\rho_A$  — плотность электронов валентной зоны.

Критерий пробоя (12) позволяет объяснить экспериментальные данные работы [3]. Из (3) следует сильная чувствительность порога пробоя к интенсивности. При уменьшении  $E_0^2$  на 5% вероятность меняется на 5n%, ореол не достраивается, пробой не происходит. Порог слабо зависит от размеров пятна  $E_{0B}^2 \sim a^{2/n}$ . Знание экспериментального значения порога  $E_{exp}$  позволяет определить значение параметра  $\alpha$  (3) и тем самым придать выражению для вероятности многофотонной ионизации количественный смысл ( $\alpha = 0.5 - 0.25$  при  $E_{exp} = (3-6) \cdot 10^7 \text{ В/см}$  [3]). Образование дыры задерживает развитие лавины в центральной области пятна. Поджиг лавины происходит в периферийной части, однако после насыщения ореола лавина в центре развивается быстрее. Пробой происходит за времена порядка  $10/\gamma_D \simeq 10^{-10} \text{ с}$ .

Выполнение критерия пробоя (12) при различных  $\omega$  и зависимость критического размера  $a_D \sim \omega_D/T$  можно проверить на опыте с хорошим диэлектриком ( $\rho_0 < \rho_D$ ). При  $\rho_0 > 10^{16}$  критический размер супермалого пятна не зависит от температуры  $a_D^2 = I\epsilon/e^2\rho_0$ , что следует из условия образования дыры.

В работе [10] сообщается о ненаблюдении эффектов накопления при воздействии подпороговыми импульсами ( $a < a_D$ ). Это можно объяснить следующим образом. Воздействие подпорогового импульса разрывает за счет многофотонной ионизации незначительное число связей  $z$  из общего числа связей  $\rho_A a^3 n^{-3/2}$ . После релаксации вероятность  $q$  невозможности [связей] низка. Например, для процессов с образованием дефектов типа  $F$ ,  $H$  центров в ШГК

$q \simeq 10^{-5} - 10^{-1}$ . Поэтому для наблюдения усталости требуется значительное число импульсов  $P(E_0^2, q)$

$$z q (P - 1) + z = z_D; \quad P(E_0^2 \simeq E_{0B}^2) \simeq 1 + (E_{0B}^{2n} - E_0^{2n}) / q E_0^{2n}. \quad (13)$$

В случае воздействия в малом пятне ( $a > a_D$ ) зависимость  $P(E_0^2, q)$  менее резкая [11]

$$\rho_0 [1 + q (\exp \eta - 1)]^{P-1} \exp \eta = \rho_{cr}; \quad \eta(E_0^2) = \int \gamma(E^2) dt, \\ P(E_0^2 \simeq E_{0B}^2) \simeq 1 + \frac{E_{0B}^2 - E_0^2}{E_0^2} \frac{\eta_B}{\ln [1 + q \exp \eta]}; \quad \eta_B = \eta(E_{0B}^2) \simeq \ln \frac{\rho_{cr}}{\rho_0}. \quad (14)$$

Действительно, при  $E_0^2 = 0.95 E_{0B}^2$  для наблюдения пробоя в супермалом пятне требуется  $P \sim 300$  импульсов ( $q \simeq 10^{-3}$ ), в то время как для малого пятна  $P \sim 1$ . Это обстоятельство объясняет различные утверждения работ [10] и [12] о наблюдаемости эффектов накопления.

### Диэлектрические микронеоднородности в сильном поле

Падение порога происходит из-за наличия микронеоднородностей неметаллического происхождения, их статистических свойств, а также металлизированных примесных областей и катастрофических включений [1]. Повышение чистоты диэлектрика позволяет убрать случайные включения и металлические образования. В этом направлении прогресс достигнут, например, с помощью парофазного метода. Однако МН неметаллического типа будут всегда, ибо это есть обязательный признак состояния немонаотомных диэлектриков (стекло) [13]. Определенная надежда состоит в управлении технологическими процессами в целях перевода МН в разряд «безопасных». Происхождение и структура МН не изучены. В наиболее качественных химически чистых диэлектриках размер МН составляет  $b \leq 10^3 \text{ \AA}$  [2], коэффициент линейного поглощения при этом мал  $\kappa = 10^{-5} \text{ см}^{-1}$ . С точки зрения задачи пробоя МН удобно разделить на два типа: докритические (ДМН) и закритические ( $^2$ МН). Это обусловлено кинетикой электронов МН в поле лазерного импульса и принципиально различным влиянием МН на порог пробоя.

Плотность донорных электронов МН  $\rho_b$  расплывается в присутствии поля излучения (4). Учет расплывания существен до времен порядка времени ударной ионизации  $1/\gamma$ . С развитием лавины влияние начальной плотности  $\rho_b$  становится незначительным. В однородном поле за время  $1/\gamma$  электроны уходят на расстояние  $a_\gamma$ . Для полей с интенсивностью ( $10^{11} - 10^{13}$ ) Вт/см<sup>2</sup> численное значение  $a_\gamma$  меняется слабо:  $a_\gamma \simeq (2-1) \text{ мк}$ . Трехмерная ДМН ( $b < a_\gamma$ ) в однородном поле переднего фронта импульса создает эффективную начальную концентрацию  $\tilde{\rho}_0 = \rho_b b^3 / a_\gamma^3$  и имитирует однородную плотность донорных электронов точечных дефектов. Для ЗМН ( $b > a_\gamma$ ) лавина в однородном поле локализуется на размерах ЗМН при начальной плотности электронов  $\tilde{\rho}_0 = \rho_b$ . ЗМН наблюдается как светящаяся точка. Порог пробоя ДМН с размером  $b \simeq 10^3 \text{ \AA}$  в 1.5 раза больше порога ЗМН при одинаковой плотности электронов  $\rho_b$  [6].

Оценку значения  $\rho_b$  можно получить из результатов опыта по пробоям в супермалом пятне ( $a < a_D$ ). Из факта независимости порога от места фокусировки [3] следует, что в плотности электронов всегда образуется дыра, т. е. значение  $\rho_b$  недостаточно для построения ореола с зарядом  $z_D$ . Для ДМН, ЗМН имеем  $\rho_b < 10^{16}$  ( $\rho_b < z_D / b^3$ ,  $z_D / d^3$ ). Значению коэффициента линейного поглощения  $\kappa = 10^{-5} \text{ см}^{-1}$  соответствует усредненное по объему значение плотности донорных электронов  $10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Таким образом, диэлектрик с разряженным ансамблем ДМН является однородным с точки зрения задачи пробоя и обладает значительным порогом пробоя, что не противоречит опыту.

Изучение фотографий МН позволяет предположить, что МН являются двумерными объектами типа чешуек толщиной порядка постоянной решетки  $a_0$  и размером  $b \simeq 10^3 \text{ \AA}$ . В чистых веществах плоские МН (ПМН) состоят из нерегулярностей самой матрицы. Вероятно, что в случае плавленного кварца

ПМН состоят из сильно разреженных связей типа Si—Si. Замыканию связей соответствует появление донорных электронов (для сплошного кремния концентрация  $\rho_A \approx 10^{23}$ , потенциал ионизации  $\approx 1$  эВ, ширина валентной зоны  $\approx 20$  эВ). Оценка сверху для плотности донорных электронов ПМН ( $10^{19}$  см $^{-3}$ ,  $10^{11}$  см $^{-2}$ ) следует из факта ненаблюдаемости МН в опытах с супермалым пятном. ПМН могут быть частью границы зародышей стекол. По обе стороны границы ПМН может наблюдаться различный фазовый состав или состояния  $\text{Si}_m\text{O}_n$ . С ПМН можно сопоставить поверхность смещения однородного стекла с нарушением ближнего порядка стекольного состояния диэлектрика.

Определенный интерес представляет поведение электронной системы небольшой диэлектрической частицы (ДЧ) в вакууме при действии лазерного импульса. ДЧ с размером  $R < \lambda = 1/\omega$  позволяет создать неоднородное поле на размерах, меньших дифракционного предела фокусировки излучения. Если за время выхода донорного электрона за размер частицы электрон успевает набрать энергию ионизации ( $R^2/D > 1/\gamma$ ), то в ДЧ успевает развиться лавина и порог пробоя ДЧ будет низким ( $J_B \approx 10^{11}$ ). Это возможно для ДЧ с относительно большим размером  $R \geq a_\gamma \geq \lambda$ . При  $R < a_b$  донорные электроны покидают частицу (работа выхода для незаряженной частицы  $\Delta \leq 1$  эВ). ДЧ остается устойчивой до интенсивностей  $J_B \approx 10^{13}$ , при которых включается механизм многофотонной ионизации валентных электронов. Частица будет заряжаться до максимального заряда  $z_R \approx IR/e^2$  при плотности ионизованных электронов  $z_R/R^3$ . Разрушение ДЧ наступает либо в результате включения лавинной ионизации после насыщения ореола с зарядом  $z_R$  (роль ореола играет бесконечность), либо в результате развала ионной системы при достижении предельной степени ионизации валентной зоны:

$$\rho_A \int w_I(E^2) d^3r dt = \min \{ IR/e^2; \rho_c R^3 \}. \quad (15)$$

Механизм холодного разрушения доминирует при  $R \leq 10^2$  Å. Таким образом, вероятность многофотонной ионизации диэлектрика можно измерять как в опытах по пробое однородного диэлектрика в неоднородном поле (12), так и при пробое неоднородного диэлектрика размером  $R \approx 10^3$  Å в однородном поле излучения (15). Отметим, что значение напряженности поля в ДЧ зависит от геометрической формы и размеров частицы.

### Заключение

Перечислим основные результаты работы. Разрушение диэлектрика сфокусированным оптическим излучением наносекундного импульса определяется механизмами перестройки системы взаимодействующих электронов диэлектрика лавинной ионизацией, явлениями переноса, многофотонной ионизацией. В случае сильного неоднородного поля ( $a < a_b$ ) явление образования пузырька (дыры) в плотности электронов позволило понять сложную картину пробоя и объяснить опытные данные. С помощью найденного критического размера  $a_\gamma$  удалось выделить из микронеоднородностей докритические и определить более строго понятия однородного диэлектрика и собственного пробоя. Найдены оценки плотности донорных электронов микронеоднородностей. Из опытов по пробое диэлектрика в супермалом пятне удалось извлечь интегральное значение вероятности многофотонной ионизации  $\rightarrow$  придать выражению для  $w_I(E^2)$  количественный смысл. Механизм многофотонной ионизации доминирует для ультрафиолетового излучения нано-, пико- и фемтосекундной длительности, для оптического излучения фемтосекундных импульсов.

Благодаря знанию количественных выражений для  $\gamma(E^2)$  и  $w_I(E^2)$  становится возможным определить области устойчивости диэлектрика (порогов пробоя  $J_B, J_S$  при однократном и многократном воздействиях) в зависимости от параметров данного диэлектрика и параметров излучения наносекундной и более короткой длительности.

Авторы выражают благодарность А. М. Бонч-Бруевичу, Я. А. Имасу и А. В. Шатилову за обсуждение результатов работы.

Список литературы

- [1] *Алешин И. В., Анисимов С. И., Бонч-Бруевич А. М.* и др. // ЖЭТФ. 1976. Т. 70. Вып. 4. С. 1214—1224.
- [2] *Шатилов А. В.* // Ионизирующие излучения и лазерные материалы. М.: Энергоатомиздат, 1982. С. 26—37.
- [3] *Глебов Л. Б., Ефимов О. М., Либенсон М. Н., Петровский Г. Т.* // ДАН СССР. 1986. Т. 287. № 5. С. 1114—1118.
- [4] *Корнеев А. А., Осадчиев В. М.* // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. Вып. 1. С. 56—58.
- [5] *Литвиненко А. Г., Осадчиев В. М.* // ДАН СССР. 1985. Т. 283. № 1. С. 102—105.
- [6] *Корнеев А. А., Осадчиев В. М., Поздняков С. Г.* Препринт МИФИ. № 024—87. М., 1987. 28 с.
- [7] *Келдыш Л. В.* // ЖЭТФ. 1964. Т. 47. Вып. 5. С. 1945—1957.
- [8] *Литвиненко А. Г., Осадчиев В. М.* // Ионизирующие излучения и лазерные материалы. М.: Энергоатомиздат, 1982. С. 84—91.
- [9] *Литвиненко А. Г., Осадчиев В. М.* // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 4. С. 685—690.
- [10] *Глебов Л. Б., Ефимов О. М., Петровский Г. Т.* // Квантовая электрон. 1986. Т. 13. № 9. С. 1897—1901.
- [11] *Литвиненко А. Г., Осадчиев В. М.* // Влияние ионизирующих излучений на свойства диэлектриков и полупроводников. М.: Атомиздат, 1979. С. 76—84.
- [12] *Балицкас С. К., Балькявичюс П. И., Лукошюс И. П.* и др. // Квантовая электрон. 1988. Т. 15. № 5. С. 869—873.
- [13] *Поташинский А. З., Покровский В. Л.* Флуктуационная теория фазовых переходов. М.: Наука, 1982.

Московский  
инженерно-физический институт

Поступило в Редакцию  
13 сентября 1988 г.