

ОБРАЗОВАНИЕ ПУЗЫРЬКА В ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛОТНОСТИ ВНЕШНИМ ПОЛЕМ

А.А. Корнеев, В.М. Осадчиев

Обнаружено явление образования дыры (пузырька) в плотности электронов зоны проводимости диэлектрика в сильном неоднородном высокочастотном поле. Получено соотношение для определения из экспериментальных данных по пробую значения вероятности многофотонной ионизации электронов валентной зоны.

В опытах по пробую прозрачных диэлектриков наносекундным лазерным импульсом, сфокусированным в пятно супермалого диаметра ($\tilde{D} = 0,4 - 0,84$, мкм) измерены аномально большие пороги пробоя¹, в 10^2 раз превышающие пороги для пятна малого размера ($3 < \tilde{D} < 20$ мкм).

Оказывается, в случае сильно неоднородного поля скорость переноса электронов из центра пятна ξ_a превышает значение постоянной лавинной ионизации γ . В поле переднего фронта импульса "подогретые" электроны донорных состояний диэлектрика уходят на периферию пятна. В перераспределенной плотности электронов зоны проводимости ρ возникает дыра (пузырек) и ореол. В центре пятна лавина не успевает развиться, а в области ореола не может из-за пренебрежимо малого значения γ . Диэлектрик остается устойчивым до момента "включения" механизма многофотонной ионизации электронов валентной зоны. Ионизованные электроны достраивают ореол изнутри, уменьшая радиус границы "дыра – ореол" R . Насыщение ореола приводит к схлопыванию дыры, возникновению лавины и пробую диэлектрика. Этот механизм объясняет аномальные зависимости порогов пробоя¹.

В сильном однородном поле электромагнитной волны $E \cos \omega t$ устанавливается стационарная функция распределения электронов зоны проводимости по энергии $f(\tilde{\epsilon})$ со средней энергией электронов $\theta(E^2)$ ². Электронная система является открытой: происходит перенос энергии от фотонной части термостата к фононной. Оценки длины l_0 свободного пробега электронов при рассеянии на фононах, длины l_1 и времени τ_1 подхвата фотона, коэффициентов диффузии электронов B, D в энергетическом и координатном простран-

вах, времени релаксации электронов τ_S имеют вид:

$$l_{\gamma}^2 \approx D\tau_0; \quad l_1^2 \approx l_0^2 \frac{\tau_1}{\tau_0}; \quad \tau_1 \approx \frac{\omega^2}{B}; \quad B \approx \gamma I^2; \quad D \approx \frac{2\theta}{m} \tau_0; \quad \tau_S \approx \frac{\theta^2}{B},$$

где τ_0 — время электрон-фононных столкновений ($\tau_0 T \approx 1$ при температуре фононов T , превышающей частоту Дебая ω_D); I — потенциал ионизации диэлектрика. Оценка коэффициента B приведена через известную функцию $\gamma(E^2)^2$.

В случае уникальной фокусировки лазерного импульса¹ амплитуда аппроксимируется зависимостью $E = E_0 \exp\left(-\frac{r^2}{2a^2} - \frac{t^2}{2\tau^2}\right)$ с параметром неоднородности $a = 0,6 \tilde{D}$ и длительностью импульса $\tau = 18$ нс (пробой происходит при $E_0 = 3 \cdot 10^7$ В/см). В таком поле система электронов квазистационарна ($\tau \gg \tau_S$). Из-за резкой зависимости $E(r)$ возникают две существенно различные области. В "горячей" области ($r \lesssim a$) свойства системы определяются локальным значением $E(r)$ ($l_0 \lesssim l_1 \ll a$). Неоднородное поле порождает поток

$$j = -D\nabla\rho - \mu(\nabla U + \nabla\theta)\rho; \quad \theta(E^2) = \frac{\theta_0}{E_0^2} E^2, \quad (1)$$

где U — потенциальная энергия, возникающая от перераспределения ρ ; локальные значения коэффициентов диффузии и подвижности для квазистационарных систем связаны соотношением $D \approx \mu\theta$; $\theta_0 = \theta(E_0^2)$. Из (1) следует, что электроны покидают "горячую" область за время $\xi_a^{-1} \approx \frac{a^2}{D}$. При условии $\xi_a(E_0^2) > \gamma(E_0^2)$ лавина в "горячей" области развиться не может (с уменьшением поля γ спадает быстрее θ^2), так как времени жизни электрона в области $r \lesssim a$ недостаточно для набора энергии ионизации I . В функции распределения $j(\vec{r}, t)$ исчезает высокоэнергетическая составляющая, поэтому средняя энергия электронов в точке r меньше соответствующего значения θ для однородной системы при $E = E(r)$. В "холодной" области ($r > a$) с ростом r процессы переноса сильно замедляются, а лавинное размножение электронов невозможно ($\gamma \ll \frac{1}{\tau}$). Таким образом, при условии $\xi_a > \gamma$ электроны собираются на периферии: в перераспределенной плотности возникает дыра и ореол.

Максимальное число электронов z_* , которые могут перейти из центра на периферию, можно оценить при фиксированных параметрах термостата $\{E^2(r), T\}$ из минимума обобщенного термодинамического потенциала

$$\varphi(z) \approx -\theta_0 z + \frac{z^2 e^2}{a \epsilon}$$

(ϵ — статическая диэлектрическая проницаемость). Значение $z_* \approx \theta_0 a \epsilon / e^2$ отвечает насыщению периферийной области. Дыра возникает, если плотность донорных состояний диэлектрика ρ_0 мала для насыщения ($\int_0^a \rho_0 d^3 r < z_*$). Радиус R границы "дыра — ореол", ненасыщающий заряд ореола z , распределение плотности определяется из минимизации обобщенного потенциала как функционала плотности:

$$z = \int_0^R \rho_0 d^3 r = \int_R^\infty \frac{\epsilon}{4\pi e^2} \Delta\theta d^3 r; \quad \rho(r < R) = 0; \quad \rho(r > R) = \rho_0 + \frac{\epsilon}{4\pi e^2} \Delta\theta. \quad (2)$$

Резкая граница дыры соответствует решению задачи электростатики. Плотность в области дыры отлична от нуля за счет процессов диффузии. Положив в (1) $j = 0$ ($\nabla U < \nabla\theta$ при

$z < z_*$), получим:

$$\rho(r < R) \approx \rho(R) \exp((r^2 - R^2)/a^2).$$

При условиях образования дыры $\{a < a_* = (2\theta/m\gamma T)^{1/2}; z < z_*\}$ возникновение дыры подавлено. Выражения для γ, θ в слабых полях ($E < E_D$) получены в работе ². При сильных полях ($E > E_D$) величина γ выходит на асимптотическое значение, которое можно оценить из условия обязательного подхвата (потери) кванта при столкновении электрона с фононом ($l_0 = l_1$):

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

Асимптотическое значение θ_D ограничено потенциалом ионизации I . Асимптотические значения a_* и z_* равны $a_D \approx (\frac{2I}{m\gamma_D T})^{1/2} \approx 1 \text{ мкм}; z_D \approx \frac{Ia\epsilon}{e^2} \approx 10^3$. Устойчивость электронной системы при фокусировке в пятно супермалого размера ($a < a_D$) имитирует идеальный диэлектрик для плотностей донорных электронов $\rho_0 < \rho_D \approx 10^{16} \text{ 1/см}^3$.

С ростом интенсивности поля растет вероятность многофотонной ионизации электронов валентной зоны w_n с подхватом $n = (I/\omega) + 1$ фотонов. Вклад в ионизацию существенен в центре пятна в момент максимума импульса ($w_n \sim E^{2n}; E < E_A = 5 \cdot 10^8 \text{ В/см};$ ³). Неустойчивость диэлектрика при $a < a_D$ наступает после насыщения ореола и схлопывания дыры ($R \approx a; \rho_0 \ll \rho_D$):

$$N_A \cdot \int w_n(E) d^3r dt = w_n(E_0) N_A \frac{2\pi^2}{n} a^3 \tau \approx \frac{Ia\epsilon}{e^2}, \quad (3)$$

где N_A — плотность электронов валентной зоны. С помощью (3) удастся объяснить anomalous повышение порогов пробоя и наблюдаемые закономерности порогов от диаметра пятна и интенсивности ¹. Возникла возможность определять значения вероятностей многофотонной ионизации валентных электронов диэлектрика с точностью не хуже точности измерений вероятности многофотонной ионизации атомов газа. Отметим, что выполнение соотношения (3) при различных ω и зависимость критического размера $a_D \sim \omega_D/T$ можно проверить на опыте.

Авторы выражают благодарность С.И. Анисимову и А.Б. Мигдалу за обсуждение результатов работы.

Литература

1. Глебов Л.Б., Ефимов О.М., Либенсон М.Н., Петровский Г.Т. ДАН СССР, 1986, 287, 1114.
2. Литвиненко А.Г., Осадчиев В.М. ДАН СССР, 1985, 283, 102.
3. Келдыш Л.В. ЖЭТФ, 1964, 47, 1945.