Письма в ЖЭТФ, том 21, вып. 8, стр. 483 – 486 20 апреля 1975 г.

ЧАСТОТНАЯ И ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТИ ЛАВИННОЙ ИОНИЗАЦИИ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

А.С.Епифанов, А.А.Маненков, А.М.Прохоров

На основе решения кинетического уравнения получены формулы для критического поля. Показано, что зависимость его от температуры существенно определяется соотношением между частотами поля и электрон-фононных столкновений. Это позволяет экспериментально выяснить роль электронной лавины как механизма лазерного разрушения.

В последнее время широко обсуждается вопрос о доминирующем механизме лазерного разрушения прозрачных диэлектриков. В ряде работ [1 – 3] было высказано утверждение, что таким механизмом является электронная лавина. Однако подобное утверждение кажется недостаточно обоснованным, поскольку оно основывалось лишь на феноменологическом объяснении [3] отсутствия частотной зависимости порога пробоя и приводило к малоправдоподобным частотам электрон-фононных столкновений $\nu > 10^{16}$ *сек*$^{-1}$. Вместе с тем имевшиеся решения задачи на основе кинетического уравнения [4, 5] были ограничены областью высоких частот электромагнитного поля $\Omega >> \nu$ и приводили к зависимости критического поля от частоты вида:

$$E_{\text{кр}} \sim \Omega \; . \tag{1}$$

В связи с этим представляет особый интерес последовательное теоретическое исследование частотной зависимости критического поля от лазерных частот вплоть до постоянного поля. Такое исследование впервые проведено в настоящей работе. Оно показало, что принципиальной для выяснения роли электронной лавины в лазерном разрушении является также очень характерная температурная зависимость порога пробоя. Полученные результаты, как нам кажется, открывают возможность для целенаправленной постановки экспериментов с целью выяснения доминирующего механизма лазерного разрушения прозрачных диэлектриков.

При решении задачи о лавинной ионизации в прозрачных диэлектриках в поле электромагнитной волны мы будем исходить из квантового кинетического уравнения, полученного ранее [6] в предположении $\Omega >> \nu$. В области $\Omega \lesssim \nu$ при усреднении по времени необходимо дополнительно учесть множитель $(1 + \Omega^2\tau^2)^{-1/2}$, где τ – время релаксации продольной компоненты импульса электрона. Получающиеся при этом коэффициенты содержат, как и обычно, квадраты функций Бесселя $J_n^2(x)$, аргументы которых принимают следующий вид (ср. (3) из [5]):

$$
U = e\mathbf{E}\,\Delta\mathbf{p}(\epsilon)\,\tau(\epsilon) \Big/ \hbar m\,\Omega\sqrt{1+\Omega^2\tau^2}\ , \tag{2}
$$

Здесь e, m – заряд и масса электрона, $\mathbf{E}$ – амплитудное значение поля, $\Delta\mathbf{p}(\epsilon)$ – изменение импульса электрона с энергией ϵ.

Учет всех многофотонных процессов в зоне проводимости приводит к следующим выражениям для коэффициентов диффузии $D(\epsilon)$ и спонтанных энергетических потерь $Q(\epsilon)$:

$$
D(\epsilon) = D_0(\epsilon) + D_E(\epsilon)\,; \qquad Q(\epsilon) = Q_0(\epsilon)\,;
$$

$$
D_E(\epsilon) = \frac{2e^2E^2\epsilon^{3/2}}{3m\,\Omega^2 l(\epsilon)(1+\eta\epsilon/I)}\ . \tag{3}
$$

Здесь $l(\epsilon)$ – длина свободного пробега электрона, I – эффективный потенциал ионизации [5], $D_0(\epsilon)$ и $Q_0(\epsilon)$ – соответствующие коэффициенты в отсутствие поля [7],

$$
\eta = 2I\,/\,\Omega^2 m l^2(I)\ . \tag{4}
$$

При выводе (3) мы использовали формулы суммирования

$$
\sum_{-\infty}^{\infty} n^2 J_n^2(x) = \frac{x^2}{2}\ ; \qquad \sum_{-\infty}^{\infty} J_n^2(x) = 1. \tag{5}
$$

Получающееся диффузионное уравнение в пределе $\Omega \to 0$ переходит в известное уравнение для случая постоянных электрических полей (см., например, [8]). Таким образом оно может быть использовано для анализа процесса лавинной ионизации во всей области частот поля, если только удовлетворяются условия

$$
eEl\Big/\sqrt{1+\Omega^2\tau^2} >> \hbar\omega_0\ ; \qquad \hbar\Omega << I \tag{6}
$$

($\hbar\omega_0$ – средняя энергия фононов), которые, как показывают оценки, хорошо выполняются для диэлектриков вплоть до частот видимого диапазона. Используя метод получения постоянной развития лавины γ и критерий пробоя $\gamma t_0 \sim 15$ [5] (t_0 – длительность импульса излучения), получаем:

$$
E_{\text{кр}}^2 = \Lambda\, \mathrm{I} m^2 v_s^2 \left(\Omega^2 + \frac{I}{ml^2}\right) \Big/ 2kTe^2 \tag{7}
$$

при высокотемпературном рассеянии на акустических фононах и

$$
E_{\text{кр}}^2 = \Lambda_0 m v_s \sqrt{2mI}\left(\Omega^2 + \frac{2I}{5ml_0^2}\right)\Big/ 2e^2 \tag{8}
$$

при рассеянии на нулевых колебаниях решетки. Здесь v_s – скорость звука, $l_o = l_o(I)$. Коэффициенты Λ и $\Lambda_o \approx 1$ при $t_o \sim 10^{-7} - 10^{-9}$ *сек* и слабо зависят от Ω и параметров вещества. Например, для Λ имеем следующее выражение

$$\Lambda^{-1} = \frac{1}{12} \ln (t_o / 15\Theta), \qquad (9)$$

где

$$\Theta = Q^{-1}(I) I^{-1} (q/\eta)^{3/4} \Gamma(3/2) \exp(1/4\eta q) D_{-3/2}(1/\sqrt{\eta q})$$

$$6q = e^2 E^2 kT / m^2 v_s^2 \ \Omega^2 l$$

$D_\nu(x)$ – функция параболического цилиндра.

Непосредственное сравнение (7) и (8) показывает: 1. Вплоть до некоторой температуры T_Π справедливо (8), и критическое поле остается практически неизменным. При этом

$$kT_\Pi \approx \frac{1}{2} v_s \sqrt{2mI} \, . \qquad (10)$$

Для типичных значений параметров соответствующих, например, NaCl имеем $T_\Pi \approx 230$K. ($v_s = 4 \cdot 10^3$ *м/сек*, $I = 9$ *эв*). 2. При $T \gtrsim T_\Pi$ порог разрушения начинает заметно изменяться при росте температуры, и так как длина свободного пробега l обратно пропорциональна температуре, то критическое поле увеличивается, если $\Omega\tau < 1$, и существует область температур, в которой оно уменьшается, если $\Omega\tau > 1$.

Таким образом, если механизмом разрушения является электронная лавина, то в экспериментах должна реализоваться одна из следующих ситуаций: либо критическое поле не зависит от частоты, что означает $\Omega\tau << 1$, и должна быть характерная область увеличения критического поля с ростом исходной температуры; либо порог разрушения остается примерно одинаковым вплоть до температуры T_Π и выше начинает падать, но тогда должна наблюдаться частотная зависимость вида (1). Сравнение экспериментальных данных с результатами настоящей работы позволит, как мы видим, оценить частоту электрон-фононных столкновений для "горячих" электронов. Это представляется очень интересным, так как до сих пор не удалось этого сделать непосредственными измерениями.

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
14 марта 1975 г.

Литература

[1] D. W. Fradin, E. Yablonovitch, M. Bass. Appl. Optics, 12, 700, 1973.

[2] В.А.Алешкевич, С.А.Ахманов, Б.В.Жданов, А.И.Ковригин, С.М.Першин, А.П.Сухоруков. Тезисы докладов VII Всесоюзной конференции по когерентной и нелинейной оптике. Ташкент, 1974, стр. 6.

[3] Н.Бломберген. Квантовая электроника, 1, 786, 1974.
[4] А.Г.Молчанов. ФТТ, 12, 954, 1970.
[5] А.С.Епифанов. ЖЭТФ, 67, 1805, 1974.
[6] Э.М.Эпштейн. ФТТ, 11, 2732, 1969.
[7] П.А.Казлаускас, И.Б.Левинсон. Лит. физ. сб. VI , 233, 1966.
[8] Л.В.Келдыш. ЖЭТФ, 37, 713, 1959.