

А. АХИЕЗЕР и И. ЛИФШИЦ

**К ТЕОРИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПРОБОЯ ИОННЫХ КРИСТАЛЛОВ**

(Представлено академиком Н. И. Вавиловым 6 IV 1940)

В недавно опубликованных статьях Фрейлиха (1) и Зейгера и Теллера (2) был подвергнут обсуждению вопрос об электрическом пробое ионных кристаллов. При этом авторы трактовали условия пробоя по существу различно, хотя и исходили из одной и той же идеи Гиншеля, заключающейся в том, что пробой наступает в том случае, когда электроны, как имевшиеся первоначально в зоне проводимости, так и возникшие вследствие ионизации, ускоряются полем настолько, что имеют возможность в свою очередь производить ионизацию.

Электрон ускоряется полем, если  $eE > Q(\varepsilon, E)$ , где  $E$  — поле и  $Q(\varepsilon, E) = \left(\frac{d\varepsilon}{dx}\right)_{ст.}$  — потеря энергии электрона на единице пути вдоль поля вследствие возбуждения колебаний решетки.

Если энергия электрона  $\varepsilon \gg h\nu$  ( $\nu$  — частота оптической ветви,  $h\nu \sim \sim 0,02$  eV), то, как показано Фрейлихом,

$$\left. \begin{aligned} Q(\varepsilon, E) &= \frac{1}{\omega E} \left(\frac{d\varepsilon}{dt}\right)_{ст.} = \frac{C^2}{eE} \frac{\alpha^2}{\varepsilon} \ln \frac{4\varepsilon s}{h\nu}, \\ \alpha &= \begin{cases} 1, & \varepsilon < \varepsilon_0 \\ \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon}}, & \varepsilon > \varepsilon_0 \end{cases} \\ C^2 &= \frac{2\pi^2 m^3 \rho^8}{a^3 M^2 h \nu} \left(1 + \frac{2}{e^{kT} - 1}\right), \\ \varepsilon_0 &= \frac{2^{2/3} \pi^2 \hbar^2}{8ma^2} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

( $a$  — постоянная решетки,  $M$  — приведенная масса иона,  $m$  — эффективная масса электрона,  $\omega$  — подвижность).

Из написанной формулы следует, что наиболее трудно ускоряемыми электронами при  $\varepsilon \gg h\nu$  являются электроны малых энергий и что, начиная с некоторой энергии  $\varepsilon'$ , для которой  $eE = Q(\varepsilon', E)$ , электроны будут ускоряться полем.

Условие пробоя, даваемое Фрейлихом, заключается в равенстве  $\varepsilon' = J$  ( $J$  — потенциал ионизации атомов решетки). Оно представляется, однако, мало обоснованным и было подвергнуто критике в (2).

Зейгер и Теллер <sup>(2)</sup> выставляют в качестве условия пробоя требование, чтобы все электроны ускорялись полем, т. е.

$$eE_B = Q(\varepsilon, E_B)_{\max}. \quad (2)$$

При этом они считают, что электрон движется прямолинейно, не рассеиваясь, и в этом предположении находят  $Q$  [(<sup>2</sup>), формулы (2a) и (2b)]. Такой расчет может давать правильный порядок величины для  $Q$  при энергиях электрона  $\sim h\nu$ , когда электрон мало отклоняется при столкновениях. Так как максимум  $Q$  лежит при этом в области  $\varepsilon_1 \sim h\nu$ , то это предположение можно считать оправданным\*.

Является, однако, сомнительным само требование (2), выставляемое авторами в качестве условия пробоя.

Действительно, для возникновения лавины в сущности необходимо, чтобы подавляющее большинство электронов, «рожденных» при ионизации, ускорялось полем. Если бы «рожденные» электроны (как выбитые, так и рассеянные) имели преимущественно энергию, меньшую чем  $h\nu$  или порядка  $h\nu$ , то для возможности самим производить ионизацию они должны были бы пройти через область энергий  $\varepsilon_1 \sim h\nu$ , и в этом случае условие Зейгера и Теллера было бы справедливым.

В действительности, однако, электрон производит ионизацию не сразу по достижении энергии  $J$ , так как вероятность ионизации при  $\varepsilon$ , близких к  $J$  ( $\varepsilon - J \sim h\nu$ ), весьма мала и лишь при больших энергиях резко возрастает. Поэтому как выбитый, так и рассеянный электроны обладают уже при «рождении» энергиями  $\gg h\nu$ , так что почти для всех электронов «опасная» область  $\varepsilon_1$  остается далеко позади, вследствие чего условие Зейгера и Теллера не должно иметь места.

Точное условие пробоя должно получиться из исследования соответствующего данной проблеме кинетического уравнения, которое при пробойных полях должно потерять стационарное решение. Мы надеемся вернуться к этому вопросу в другой статье, здесь же хотим заметить, что если считать, что подавляющее число рожденных электронов имеет первоначально энергию  $\varepsilon \geq \varepsilon^*$  ( $\varepsilon^* \gg h\nu$ )\*\*, то нам представляется разумным принять в качестве условия пробоя следующее соотношение:

$$eE_B = Q(\varepsilon, E_B)_{\max} \text{ при } \varepsilon \geq \varepsilon^*. \quad (3)$$

Поскольку  $\varepsilon^* \gg h\nu$ , то учет рассеяния электронов является существенным, и следовательно, нельзя пользоваться выражением для  $Q$ , данным в (<sup>2</sup>), которое получено без учета рассеяния.

При  $\varepsilon \geq \varepsilon^* \gg h\nu$   $Q(\varepsilon, E)$  монотонно убывает с возрастанием  $\varepsilon$ , так что условие пробоя дает следующее выражение для пробойного поля:

$$eE_B = C \frac{\alpha^*}{\sqrt{\varepsilon^*}} \sqrt{\ln \frac{4\alpha^* \varepsilon^*}{h\nu}} \quad (4)$$

( $\alpha^*$  означает значение  $\alpha$  при  $\varepsilon = \varepsilon^*$ ; если  $\varepsilon^* < \varepsilon_0$ , то  $\alpha^* = 1$ ).

\* Если бы мы для определения  $\max Q$  воспользовались фрейлиховским выражением для  $Q$ , то получили бы  $\max Q$  при  $\varepsilon \sim h\nu$ , когда формула (1) уже не является справедливой.

\*\* Оценка величины  $\varepsilon_J - J \sim \lambda_J \left( \frac{d\varepsilon}{dx} \right)_{\varepsilon=J}$ , где  $\varepsilon_J$  — энергия электрона в момент ионизации,  $\left( \frac{d\varepsilon}{dx} \right) = eE_B - Q(\varepsilon, E_B) \sim eE_B - \frac{h\nu}{\lambda_{col}}$  — приращение энергии электрона на единице пути вдоль поля до первой ионизации,  $\lambda_J$  — длина свободного пробега электрона в направлении поля по отношению к ионизациям,  $\lambda_{col}$  — то же по отношению к столкновениям, приводит к соотношению  $2\varepsilon^* \sim \varepsilon_J - Y \gg h\nu$ .

Написанной формулой можно воспользоваться для вычисления  $\varepsilon^*$ , исходя из экспериментальных данных для  $E_D$ . Значения  $\varepsilon^*$ , получаемые при этом, имеют величину порядка вольта. Более точно мы их не приводим, так как неизвестно точное значение эффективной массы  $m$ .

Что касается непосредственного определения  $\varepsilon^*$ , то для этого необходимо знать ход зависимости вероятности ионизации атомов кристалла от энергии ионизирующего электрона.

В заключение считаем своим приятным долгом выразить благодарность проф. д-ру Л. Ландау за ценные дискуссии.

Украинский физико-технический институт  
Академия Наук УССР  
Харьков

Поступило  
8 IV 1940

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> H. Fröhlich, Proc. Roy. Soc., A, **160**, 230 (1937); A, **172**, 94 (1939); Phys. Rev., **56**, 349 (1939). <sup>2</sup> R. Seeger a. E. Teller, Phys. Rev., **54**, 515 (1938); **56**, 352 (1939).