

05;11

## **О механизме усиленной полем самоподдерживающейся вторичной электронной эмиссии в пористых диэлектриках**

© П.М. Шихалиев

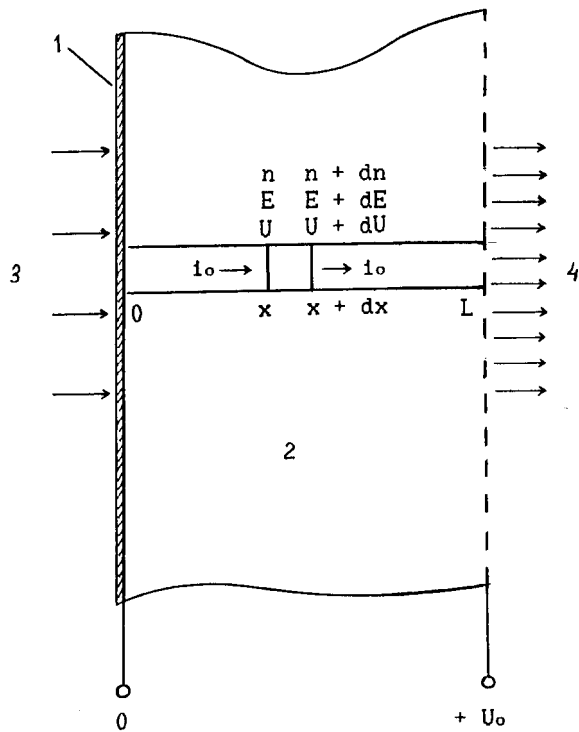
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург

*Поступило в Редакцию 21 апреля 1998 г.*

Предложена модель усиленной полем самоподдерживающейся электронной эмиссии во вторично-эмиссионных пористых диэлектриках. Показано, что при этом механизмом образования первичных электронов на границе металл–пористый диэлектрик является автоэлектронная эмиссия из металла, а электрическое поле необходимой напряженности для возникновения автоэмиссии образуется в результате перераспределения поля в слое вследствие лавинообразования в нем вторичных электронов.

Пористые материалы на основе диэлектриков с высоким коэффициентом вторичной электронной эмиссии имеют хорошие перспективы как рабочие вещества для детекторов различного вида излучения [1–3]. При этом используется явление усиленной полем вторичной электронной эмиссии в пористых диэлектриках.

В отличие от вторичной электронной эмиссии из сплошных материалов, для которых глубина выхода медленных вторичных электронов ограничивается тонким приповерхностным слоем толщиной не более сотен ангстрем, глубина выхода медленных вторичных электронов из пористых диэлектриков достигает десятков и сотен микронов при формировании внутри этих слоев электрического поля  $10^4$ – $10^5$  В/см, вытягивающего медленные электроны из образца [3–5]. Роль электрического поля при этом заключается в том, что потери медленных электронов внутри стенок поры в результате рассеяния на фонах компенсируются их ускорением электрическим полем внутри поры и уменьшается вероятность их рекомбинации. Этот вид эмиссии (так же, как и вторично-электронная эмиссия из сплошных материалов) является



**Рис. 1.** Сечение пористого диэлектрика на металлической подложке. 1 — металл, 2 — пористый слой, 3 — первичные электроны, 4 — вторичные электроны.

практически безынерционным — эмиссия появляется и исчезает в моменты включения и отключения пучка первичных электронов [5].

При увеличении поля в слое пористого диэлектрика выше некоторого критического значения вторично-эмиссионный ток резко повышается, а коэффициент вторичной электронной эмиссии может достичь сотен и тысяч. Объяснение этого эффекта дано в ряде работ [5,6] и заключается в том, что при достаточно сильных полях энергия медленных электронов, набираемая внутри поры, оказывается достаточной для ударной ионизации вещества диэлектрика и лавинообразного увеличения плотности

медленных электронов в пористом слое вдоль электрического поля. Особенностью этого вида эмиссии является ее инерционность: после отключения пучка первичных электронов эмиссия уменьшается очень медленно, а в некоторых случаях не прекращается в течение многих часов, т. е. является самоподдерживающейся [5,6].

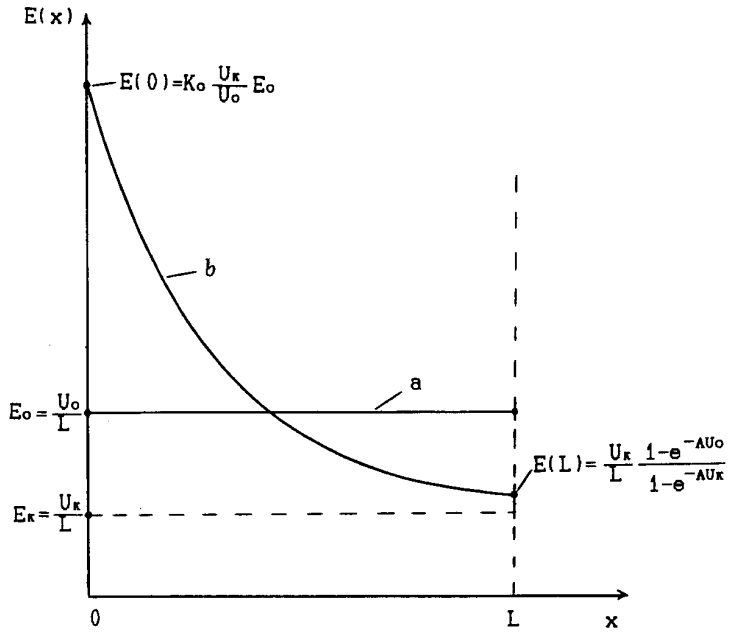
В настоящее время удовлетворительной модели для объяснения самоподдерживающейся эмиссии не существует. В частности, не вполне ясен механизм перехода электронов из металлической подложки в объем диэлектрика после прекращения облучения его первичными электронами (при облучении этим механизмом служат электронно-дырочные переходы на границе металл–диэлектрик; электронно-дырочные пары возбуждаются быстрыми первичными электронами [1,5]). Наиболее вероятным механизмом такого перехода является автоэлектронная эмиссия из металла в диэлектрик в отсутствие пучка первичных электронов, однако электрическое поле, необходимое для возникновения автоэмиссии должно быть на два порядка больше, чем сформированное в слое диэлектрика поле [5,6].

В настоящей работе показано, что механизмом перехода электронов из металла в пористый диэлектрик в отсутствие пучка первичных электронов может являться автоэлектронная эмиссия из металла. При этом необходимое для возникновения автоэмиссии поле формируется благодаря неоднородному перераспределению потенциала внутри пористого слоя вследствие лавинообразного увеличения плотности возбуждения медленных электронов с соответствующим увеличением проводимости материала в направлении от металлической подложки к поверхности пористого слоя и увеличением поля во входной части слоя (у металлической подложки).

Пусть имеется образец пористого материала толщиной  $L$  на металлической подложке толщиной  $\ll L$ , облучаемый насквозь пучком первичных электронов. Рассмотрим продольный участок этого слоя с единичным сечением (рис. 1). Ток  $i_0$ , протекающий через это сечение, не зависит от координаты  $x$  (по закону сохранения тока). Поэтому,  $dU(x)/dR(x) = i_0 = \text{const}$ , здесь  $dR(x) = \rho(x)dx$ , где  $\rho(x) = 1/e\mu n(x)$  — удельное сопротивление материала, обусловленное возбуждением свободных вторичных электронов в слое,  $\mu$  и  $n(x)$  — подвижность и плотность вторичных электронов.

Таким образом, находим

$$\frac{dU}{dx} = \frac{i_0}{e\mu} \frac{1}{n(x)}. \quad (1)$$



**Рис. 2.** Распределение электрического поля в пористом слое до (а) и после включения пучка первичных электронов (б).

Из теории вторично-эмиссионных детекторов известно, что в процессе лавинообразования электронная плотность в лавине растет по экспоненциальному закону [7,8]:

$$n(x) = n_0 \exp\left(\frac{x}{L} \ln K_0\right), \quad (2)$$

где  $n_0 = n(0)$ ,  $K_0$  — коэффициент размножения электронов при лавинообразовании, когда на пористый слой приложена разность потенциалов  $U_0 > U_k$ ,  $U_k$  — критическая разность потенциалов, при которой начинается процесс лавинообразования. Из (2) получаем

$$\frac{dn}{dx} = \frac{\ln K_0}{L} n(x), \quad (3)$$

а  $K_0$  может быть аппроксимировано как [9]

$$\ln K_0 = A(U_0 - U_k), \quad (4)$$

где  $A$  — известная константа. Однако выражения (2) и (3) применимы для линейного распределения потенциала в слое, когда потенциал  $U(x) = U_0 x/L$ . Так как в процессе лавинообразования проводимость меняется вдоль слоя, то  $U(x)$  перераспределяется нелинейно. В этом случае для применимости уравнения (3) в нем  $\ln K_0$  должно быть заменено на  $\ln K'_0 = A(U'_0 - U_k)$ , где  $U'_0 = (dU/dx)L$  [9]. С учетом этого уравнение (3) приобретает вид

$$\frac{dn}{dx} = \frac{A}{L} \left( \frac{dU}{dx} L - U_k \right) n. \quad (5)$$

Из (1) и (5) получаем систему

$$\begin{cases} \frac{dU}{dx} = \frac{i_0}{e\mu n} \\ \frac{dn}{dx} = \frac{A}{L} \left( \frac{dU}{dx} L - U_k \right) n \end{cases} \quad (6)$$

с граничными условиями  $U(0) = 0$ ,  $U(L) = U_0$ ,  $n(0) = n_0$ . Решения уравнения (6) с учетом граничных условий следующие:

$$\begin{aligned} U(x) &= \frac{1}{A} \ln \frac{\exp(AU_k x/L) - a}{1 - a}, \\ n(x) &= \frac{Li_0}{e\mu U_k} \frac{1 - a \exp(-AU_k x/L)}{1 - a}, \\ E(x) &= \frac{dU}{dx} = \frac{U_k}{L} \frac{1}{1 - a \exp(-AU_k x/L)}, \end{aligned} \quad (7)$$

где  $a = \frac{\exp(AU_0) - \exp(AU_k)}{\exp(AU_0) - 1}$ .

Из (7) легко видеть, что при  $U_0 = U_k$ ,  $a = 0$  и  $U(x) = U_0 \frac{x}{L}$ ,  $E(x) = \frac{U_0}{L} = E_0$ ,  $n(x) = \frac{i_0}{e\mu E_0}$ , что соответствует условию прекращения лавинообразования. При  $U_0 > U_k$  на границе металл-пористый слой ( $x = 0$ )

$$E(0) = \frac{U_k}{L} \frac{1}{1 - a}. \quad (8)$$

На выходной поверхности пористого слоя ( $x = L$ ):

$$E(L) = \frac{U_k}{L} \frac{1 - \exp(-AU_0)}{1 - \exp(-AU_k)}, \quad n(L) = n_0 \frac{1 - a \exp(-AU_k)}{1 - a}.$$

Учитывая (4) в (8), находим  $E(0) = (U_k/U_0)K_0E_0$ . При типичных значениях  $K_0 \approx 200$ ,  $U_k/U_0 \approx 0.5$ , наблюдаемых экспериментально,  $E(0) = 100(U_0/L) = 100E_0$ . Таким образом, при разности потенциалов на пористом слое выше критической, после включения пучка первичных электронов электрическое поле на границе металл–пористый слой может увеличиться на два порядка (рис. 2). Такого значения поля вполне достаточно для инициирования автоэмиссии из подложки. После отключения пучка первичных электронов лавинообразование иницируется автоэлектронами и самоподдерживается. На продолжительность самоподдерживающейся эмиссии электронов может оказать влияние множество факторов. Одной из возможных причин постепенного уменьшения интенсивности и прекращения самоподдерживающейся эмиссии является, по-видимому, диссоциация молекул диэлектрика, вызванная электронным ударом, приводящая к деградации эмиссионных характеристик материала.

В заключение автор выражает глубокую благодарность Б.А. Мамырину за обсуждение материала и ценные замечания.

## Список литературы

- [1] *Edgcombe J., Garvin E.L.* // Journ. Appl. Phys. 1966. V. 37. P. 3321.
- [2] *Chianelli C., Aregon P., Boulet J.* et al. // Nucl. Instrum. Meth. 1988. V. A273. P. 245.
- [3] *Лорикян М.П.* // УФН. 1995. Т. 165. № 11. С. 1323.
- [4] *Яснопольский Н.Л., Шабельникова А.Э.* // ФГТ. 1968. Т. 10. № 1. С. 163.
- [5] *Яснопольский Н.Л., Шабельников А.Э., Балашов А.П., Ложкина Н.С.* В сб. "Исследования в области радиотехники и электроники", часть 2. М., 1975. С. 67.
- [6] *Бронштейн И.М., Фрайман Б.С.* Вторичная электронная эмиссия. М.: Наука, 1969. 408 с.
- [7] *Loty C.* // Acta Electronica. 1971. V. 14. N 1. P. 107.
- [8] *Айнбунд М.Р., Поленов Б.В.* Вторично-электронные умножители и их применение. М.: Энергоатомиздат, 1981.
- [9] *Shikhaliyev P.M.* // Nucl. Instrum. Meth. 1998 (в печати).