

РАДИАЦИОННОЕ ИЗМЕНЕНИЕ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ  
ФОРСТЕРИТОВОЙ КЕРАМИКИ

Ю. И. ГАЛАНОВ, И. С. ШИШКИН

(Представлена научным семинаром лаборатории ФТР НИИ РФ ТПИ)

При облучении диэлектриков электронами наблюдается неравномерная по толщине образца генерация радиационных дефектов [1], кроме того, в образце накапливается отрицательный заряд. Напряженность возникающего при этом электрического поля может достигнуть величины электрической прочности материала, что приводит к спонтанному электрическому пробое диэлектриков [2]. При нагревании образцов с неоднородным распределением радиационных дефектов в короткозамкнутой цепи наблюдаются токи разрядки [3—11], которые в дальнейшем будем называть радиационностимулированными термотоками (РСТ). Если величина РСТ того же порядка, что и токи проводимости диэлектрика, то их следует учитывать при измерении электропроводности данного материала после облучения.

РСТ можно измерять одновременно с токами проводимости. Тогда электропроводность определится как

$$\sigma = \frac{j - j_{\text{РСТ}}}{E_0}, \quad (1)$$

где  $j$  — плотность измеряемого тока;

$j_{\text{РСТ}}$  — плотность РСТ;

$E_0$  — напряженность прикладываемого электрического поля.

Настоящая работа посвящена исследованию изменения электропроводности форстеритовой керамики ЛФ-2 с учетом РСТ после облучения электронами. В качестве источника излучения использовался электростатический генератор ЭСГ-2,5 ТПИ. Энергия электронов — 1,2 МэВ, плотность потока —  $3,13 \cdot 10^{12}$  электрон/см<sup>2</sup> с. Для исследования применялись образцы в форме дисков диаметром 25 мм и толщиной 1,7 мм. Измерение токов проводимости и РСТ проводилось в вакууме  $5 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст. электрометрическим усилителем СП-1М в интервале температур 20—400°C со скоростью нагрева 2 град/мин. Напряженность прикладываемого электрического поля 400 В/см.

На рис. 1 представлена температурная зависимость РСТ при облучении образца со стороны высоковольтного электрода. Облучение со стороны измерительного электрода дает зеркальную относительно оси температур зависимость РСТ. Плотность РСТ достигает величины  $10^{-11}$  А/см<sup>2</sup>, что превышает плотность тока проводимости необлученного диэлектрика, которая в данном температурном интервале имеет порядок  $10^{-12}$  А/см<sup>2</sup>.

На рис. 2 представлена зависимость логарифма токов проводимости от обратной температуры для керамики ЛФ-2. Кривая 1 соответствует токам проводимости необлученной керамики. Кривые 2 и 3 — токи проводимости керамики, облученной экспозиционной дозой  $2,5 \cdot 10^{15}$  электрон/см<sup>2</sup>, причем 2 — для образца, облученного со стороны измерительного электрода, а 3 — для образца, облученного со стороны высоковольтного электрода. Кривая 4 — ток проводимости за вычетом РСТ.

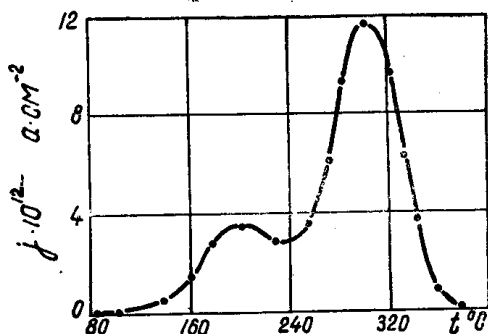


Рис. 1. Зависимость РСТ от температуры для керамики ЛФ-2 после облучения электронами экспозиционной дозой  $2,25 \cdot 10^{15}$  электрон/см<sup>2</sup>. Облучение со стороны высоковольтного электрода

выражения (1) для образцов керамики ЛФ-2, облученных различными экспозиционными дозами. Для необлученного материала можно выделить пять прямолинейных участков с энергиями активации 0,45 эВ, 0,6 эВ, 1,2 эВ, 1,7 эВ соответственно (рис. 3, кривая 1). Кривые 2—4 соответствуют образцам, облученным дозами  $(0,25 — 135) \cdot 10^{15}$  электрон/см<sup>2</sup>. Здесь можно выделить три прямолинейных участка с энергиями активации 0,45 эВ, 0,05 эВ и 0,45 эВ соответственно.

На рис. 4 показана зависимость электропроводности от дозы облучения для каждого из трех участков. Характер зависимостей одинаков: резкий начальный рост электропроводности, затем медленное ее увеличение вплоть до дозы  $1,4 \cdot 10^{17}$  электрон/см<sup>2</sup>. Наклон начальных участков кривых с повышением температуры уменьшается. Уменьшается также и относительное изменение электропроводности. РСТ могут нести ценную информацию о радиационных дефектах.

При измерении РСТ выполняются условия короткозамкнутости образца

$$\int_0^l E(x) dx = 0 \quad (2)$$

где  $l$  — толщина образца;

Из рис. 2 видно, что РСТ сильно искажает результаты измерения токов проводимости. При этом температурное положение максимумов РСТ и токов проводимости совпадают, следовательно, при расчете электропроводности можно пользоваться выражением (1).

На рис. 3 приведены зависимости  $\lg \sigma = f(1/T)$  с учетом

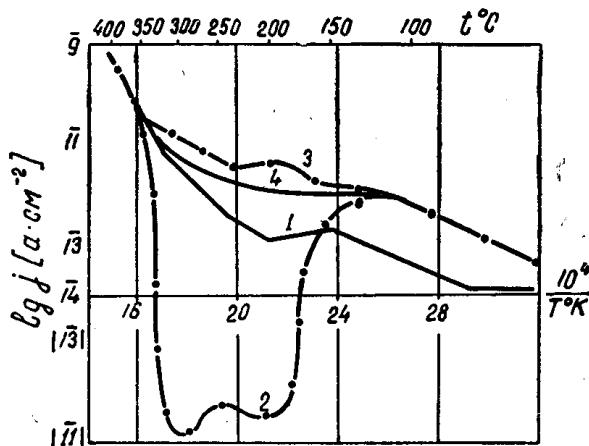


Рис. 2. Температурная зависимость токов проводимости в керамике ЛФ-2: 1 — до облучения; 2, 3, 4 — после облучения экспозиционной дозой  $2,25 \cdot 10^{15}$  электрон/см<sup>2</sup>; 2 — облучение со стороны измерительного электрода; 3 — облучение со стороны высоковольтного электрода; 4 — результат учета РСТ по формуле (1)

$E(x)$  — поле в диэлектрике, наведенное излучением; полагаем, что оно однородно, т. е. толщина образца много меньше его диаметра.

Выражение для РСТ можно получить из полного тока, который мы запишем в следующем виде:

$$j = \sigma(x) E(x) + \frac{\varepsilon}{4\pi} \frac{\partial E}{\partial t} - gD \frac{\partial n(x)}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial t} P(x), \quad (3)$$

здесь  $\sigma = \sigma_0 + \Delta\sigma(x)$  — электропроводность в точке  $x$  образца, состоящая из электропроводности необлученного материала и добавочной электропроводности за счет радиационных нарушений;

$\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость материала;

$g$ ,  $D$ ,  $n$  — соответственно заряд, коэффициент диффузии и

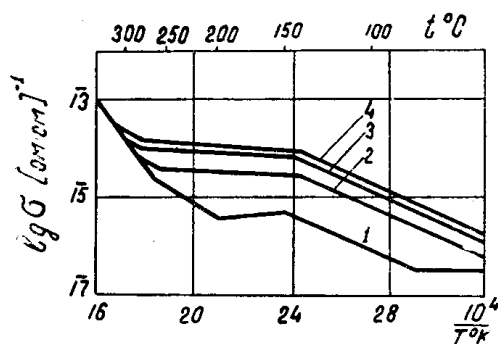


Рис. 3. Температурная зависимость электропроводности облученной керамики ЛФ-2: 1 — до облучения; 2 — облучение дозой  $2,25 \cdot 10^{15}$  электрон/см<sup>2</sup>; 3 — облучение дозой  $9 \cdot 10^{15}$  электрон/см<sup>2</sup>; 4 — облучение дозой  $135 \cdot 10^{15}$  электрон/см<sup>2</sup>

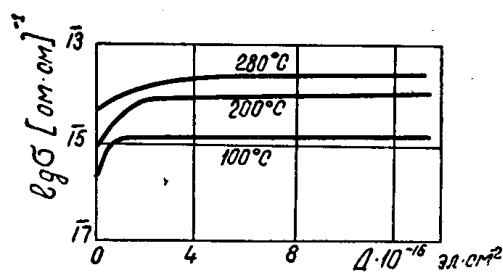


Рис. 4. Дозная зависимость электропроводности керамики ЛФ-2 для трех температурных участков

концентрация носителей заряда, дающих вклад в добавочную электропроводность;

$P(x)$  — наведенная поляризация.

Так как полный ток не зависит от координаты, то выражение (3) можно записать в виде

$$j = \frac{1}{l} \int_0^l E(x) \sigma(x) dx + \frac{\varepsilon}{4\pi} \int_0^l E(x) dx - gD \frac{n(l) - n_0}{l} + \frac{\partial}{\partial t} \left[ \frac{1}{l} \int_0^l P(x) dx \right]. \quad (4a)$$

В силу условия (2) получим окончательно

$$j = \frac{1}{l} \int_0^l \Delta\sigma(x) E(x) dx - gD \frac{n(l) - n_0}{l} + \frac{\partial}{\partial t} \left[ \frac{1}{l} \int_0^l P(x) dx \right]. \quad (4б)$$

Первый член в (4б) представляет собой дрейфовую составляющую РСТ. Чтобы получить ее в явном виде, нужно сделать дополнительные предположения о геометрии электрических полей в диэлектрике и о распределении радиационных дефектов, которые зависят от условий облучения.

Второй член в (4б) есть концентрационная составляющая РСТ. Она не зависит от распределения по толщине носителей заряда, а лишь от соотношений их концентраций на концах образца и их тепловой генерации.

Ток спадания поляризации — третья составляющая РСТ. При выполнении в момент облучения условий (2) вклад в деполаризационную составляющую РСТ дадут лишь те механизмы поляризации, для которых поляризуемость есть функция распределения радиационных нарушений по толщине образца. РСТ можно привести к виду

$$j(T) = \sum_i q_i \left( n, \frac{d}{l}, T \right) \exp \left( -\frac{W_i}{\kappa T} \right) \exp \left\{ -\int_{T_0}^T \frac{dT}{\beta \tau_i(T)} \right\}, \quad (5)$$

где  $q_i \left( n, \frac{d}{l}, T \right)$  — вес каждой составляющей РСТ, зависящий от соотношения пробег электронов — толщина образца. Зависимость от температуры ( $T$ ) слабее, чем экспонента.

$W_i$  — энергия активации соответствующего процесса;

$\kappa$  — постоянная Больцмана;

$T_0$  — температура, соответствующая началу нагрева;

$\beta = \frac{dT}{dt}$  — скорость нагрева;

$\tau_i(T)$  — время релаксации соответствующего процесса.

Вклад каждой составляющей РСТ ( $q_i$ ) при  $\frac{d}{l} \gg 1$  стремится

к нулю. Энергию активации процесса можно найти по начальному участку кривой, когда разность ( $T - T_0$ ) мала.

Так для низкотемпературного пика РСТ (рис. 1) энергия активации равна 0,45 эВ, что совпадает с энергией активации электропроводности.

Радиационностимулированные токи (5) представляют собой в общем случае наложение нескольких процессов с различными энергиями активации, поэтому протекание их во времени может не совпадать. Кроме того, в облученном материале может быть несколько типов носителей заряда, участвующих в электропереносе. Все это приведет к появлению нескольких пиков в температурном ходе РСТ.

Выбирая подходящие условия облучения (толщину образца, граничные условия), можно разделить составляющие РСТ и исследовать их отдельно.

### Выводы.

1. При исследовании влияния электронного облучения на электропроводность диэлектриков, если пробег электронов в материале соизмерим с размерами образца, следует учитывать влияние внутренних электрических неоднородностей в образце, отжиг которых проявляется как токи разрядки в короткозамкнутых цепях (радиационностимулированные термотоки). Поэтому электропроводность следует рассчитывать с учетом РСТ по выражению (1).

2. Электропроводность форстеритовой керамики после облучения электронами увеличивается. Причем с увеличением температуры радиационное изменение электропроводности уменьшается.

3. Метод РСТ может явиться ценным дополнением к существующим методам исследования радиационных дефектов в керамических материалах.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Б. А. Кононов, О. Б. Евдокимов. «Изв. ТПИ», Изд. ТГУ, Томск, 1965, **139**, 68—70.
  2. B. Gross. Phys. Rev., **107**, 2, 368 (1957).
  3. Proctor T. M., Phys. Rev., **116**, 6, 1436 (1959).
  4. Preston V., Murphy and Sergio Costa Ribeiro J. Appl. Phys., **34**, p. 2061—2063 (1963).
  5. Knechtel J., Lharmann «Zeitschrift für Physik.», **19**, 5 (1965).
  6. F. Hardtke. J. Chem. Phys., **42**, 300 (1965).
  7. F. Hardtke. Phys. Rev. Letters, **9**, 339 (1962).
  8. Preston V., Murphy, B. Gross. J. off Appl. Phys., **35**, 1 (1964).
  9. B. Gross. J. Appl. Phys., **36**, 5 (1965).
  10. J. Furuta, J. H. Okamoto, E. H. Hiraoko. J. Appl. Phys., **37**, 4 (1966).
  11. Г. И. Бердов, М. Г. Грисюк, Х. Б. Коган, Г. Ф. Мадриченко «Электроника», 4, 1959.
-