

Определение плотности термостимулированного заряда и его релаксации в пьезоэлектрических материалах

В. П. Пронин

Рассмотрен неразрушающий метод исследования процессов накопления электрических зарядов под действием различных внешних факторов, основанный на использовании явления электростатической индукции. Отмечены особенности основных узлов экспериментальной установки для исследования термостимулированного заряда пьезоэлектрических материалов на примере кристалла LiNbO_3 , имеющих определяющее значение при создании элементной базы систем, аппаратуры преобразования и обработки информации. Полученные результаты имеют практическое значение при синтезе новых диэлектрических материалов, а также при применении уже известных.

Введение

Вопросы измерения статических и квазистатических электрических зарядов актуальны при решении многих практических задач и, в частности, при исследовании электрофизических свойств как вновь создаваемых материалов, так и уже известных и применяемых на практике. При этом процессы накопления и релаксации электрических зарядов в материалах под действием различных внешних факторов — температуры, давления, электрического поля, различных видов излучений [1] еще недостаточно изучены, особенно в том случае, когда исследуемые слои неоднородны. Явление электризации является одним из важнейших, поскольку определяет надежность эксплуатации систем электроники авиационных и космических аппаратов в связи с воздействием потоков электронов и протонов космической плазмы на диэлектрические покрытия и возникновение электрических зарядов, вызывающих сбои в их работе, а иногда и отказы в результате электрических разрядов [2].

Особенности электризации слоев могут быть изучены в лабораторных условиях неразрушающими методами с целью установления основных закономерностей поведения заряда. В этом плане интересен метод электростатической индукции [3], позволяющий локализовать область усреднения информации

по относительно малой площади (менее 1 мм^2) и объему (менее 1 мм^3).

Процесс измерения электрического заряда этим методом связан с учетом геометрических и электрофизических параметров как самой измерительной системы, так и исследуемых материалов — толщины слоя, его диэлектрической проницаемости, проводимости и расстояния от поверхности слоя до зонда. В простейших случаях они могут быть учтены, и поэтому появляется возможность проведения абсолютных измерений распределения поверхностных и объемных зарядов, что особенно важно для пьезо- и термочувствительных материалов, широко применяемых в радиоэлектронике, а также исследования новых разработок, обладающих аналогичными свойствами.

Цель данной работы — дальнейшее развитие бесконтактного метода (емкостного) исследования процесса накопления электрического заряда в различных материалах и его релаксации, реализация его особенностей в экспериментальной установке и исследование поведения термостимулированного заряда в пьезоэлектриках на примере кристалла LiNbO_3 .

Общие теоретические вопросы

Сущность метода заключается в том, что если в системе электродов находятся поверхностные заряды на границах раздела $\sigma[x, y, z(x, y)]$, объемные заряды

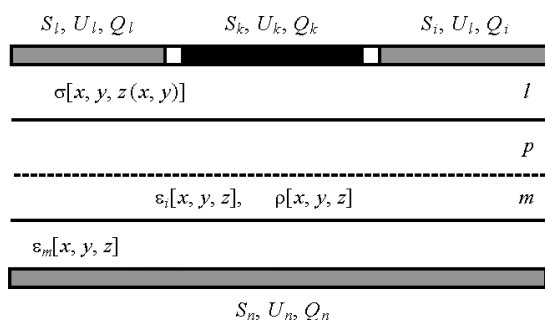


Рис. 1. Емкостная система.

\$\rho(x, y, z)\$, а электроды имеют какие-либо потенциалы (рис.1), то поле, создаваемое в этой системе электродов, будет определяться суперпозицией полей, обусловленных действием всех источников [3].

В этом случае заряд любого проводника определяется как потенциалом этого проводника (подключенного к внешнему источнику), так и индуцированным на нем зарядом, возникающим за счет действия зарядовых и потенциальных распределений

$$Q_k = U_k \sum_{i=1}^n C_{ki} + \epsilon \epsilon_0 \int_{S_k} \frac{\partial \varphi(u)}{\partial n} dS_k + \epsilon \epsilon_0 \int_{S_k} \frac{\partial \varphi(\sigma)}{\partial n} dS_k + \epsilon \epsilon_0 \int_{S_k} \frac{\partial \varphi(\rho)}{\partial n} dS_k, \quad (1)$$

где \$\varphi(u)\$, \$\varphi(\sigma)\$, \$\varphi(\rho)\$ — распределения потенциалов в электростатической системе, обусловленные соответственно действием потенциалов на проводники, поверхностными и объемными зарядами.

Поле \$\varphi = \varphi(u) + \varphi(\sigma) + \varphi(\rho)\$ удовлетворяет уравнению Пуассона для этой электростатической задачи

$$\nabla[\epsilon(x, y, z) \nabla \varphi(x, y, z)] = -\rho(x, y, z). \quad (2)$$

Потенциалы проводников создаются источниками напряжения с малым внутренним сопротивлением, поэтому для индуцированных зарядов эти проводники, включая \$k\$-й, фактически заземлены (имеют нулевой потенциал) и граничные условия можно записать следующим образом

$$\varphi|_{S_i} = u_i, (i = 1, 2, 3, \dots, n), \quad (3)$$

$$\epsilon'_p \frac{\partial \varphi'_p}{\partial n'_p} + \epsilon''_p \frac{\partial \varphi''_p}{\partial n''_p} = \sigma_p [x, y, z(x, y)],$$

где \$n'_p\$ и \$n''_p\$ — единичные векторы-нормали с двух сторон \$p\$-й границы раздела диэлектриков, на которой выполняются условия сшивания.

Как показано в работе [4], для целей измерения целесообразно решение такой задачи представить в более простом виде

$$\nabla[\epsilon(x, y, z) \nabla \Phi(x, y, z)] = 0 \quad (4)$$

с граничными условиями

$$\Phi|_{S_k} = 1; \Phi|_{S_i} = 0; \epsilon'_i \frac{\partial \Phi'}{\partial n'_i} + \epsilon''_i \frac{\partial \Phi''}{\partial n''_i} = 0. \quad (5)$$

Поля \$\varphi\$ и \$\Phi\$ являются функциями координат и диэлектрической проницаемости и могут существовать в одной и той же системе электродов и связаны между собой соотношением Грина [5], поэтому индуцированный заряд может быть выражен также

$$Q_k = \int_V \rho \Phi_k dV + \sum_{p=1}^m \int_{S_p} \sigma_p \Phi_{kp} dS_p + \sum_{i=1}^n u_i C_{ik}. \quad (6)$$

Измерение плотности заряда производится обычно с помощью зонда в виде экранированного по образующей цилиндрического проводника, поэтому для определения \$\Phi\$ целесообразно решать уравнение (4) в цилиндрической системе координат

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 0 \quad (7)$$

с соответствующими граничными условиями

$$\Phi \Big|_{\substack{0 \leq r \leq R \\ z=0}} = 1; \Phi \Big|_{\substack{R \leq r \leq \infty \\ z=0}} = 0; \epsilon'_r \frac{\partial \Phi'}{\partial n'_r} + \epsilon''_r \frac{\partial \Phi''}{\partial n''_r} = 0. \quad (8)$$

При наличии проводящей подложки с диэлектрическим слоем толщиной \$H\$ и диэлектрической проницаемостью \$\epsilon\$, расположенными в плоскости, параллельной плоскости торцевой поверхности зонда на расстоянии \$D = H + h\$, нужно учесть также, что

$$\Phi \Big|_{\substack{0 \leq r \leq \infty \\ 0 \leq z \leq D}} \text{ либо равно нулю, либо в межэлектродном}$$

пространстве между зондом и подложкой действует напряжение \$u\$ (рис.2а).

Чувствительность и разрешающая способность зондовой системы

От вида поля \$\Phi\$ по отношению к заряду зависят интегральные преобразования составляющих индуцированного в цепи зонда заряда, обусловленных поверхностными и объемными распределениями.

В одном случае размеры зонда больше области распределения зарядов, а в другом зондирующее поле

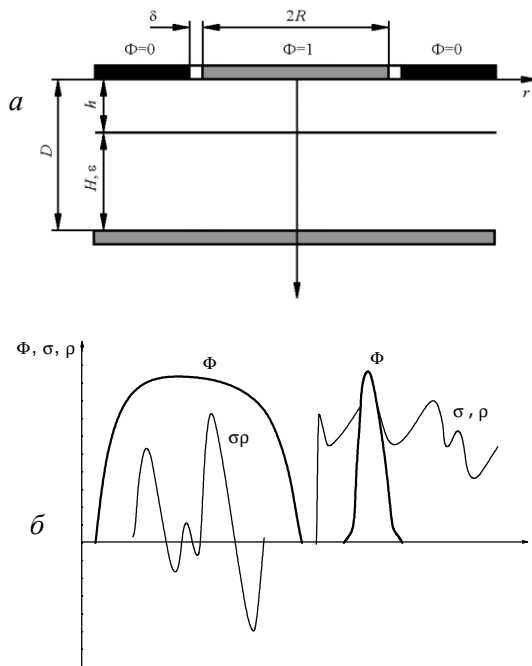


Рис. 2. Модель аксиально-симметричной зондовой системы (а), виды интегральных преобразований (б).

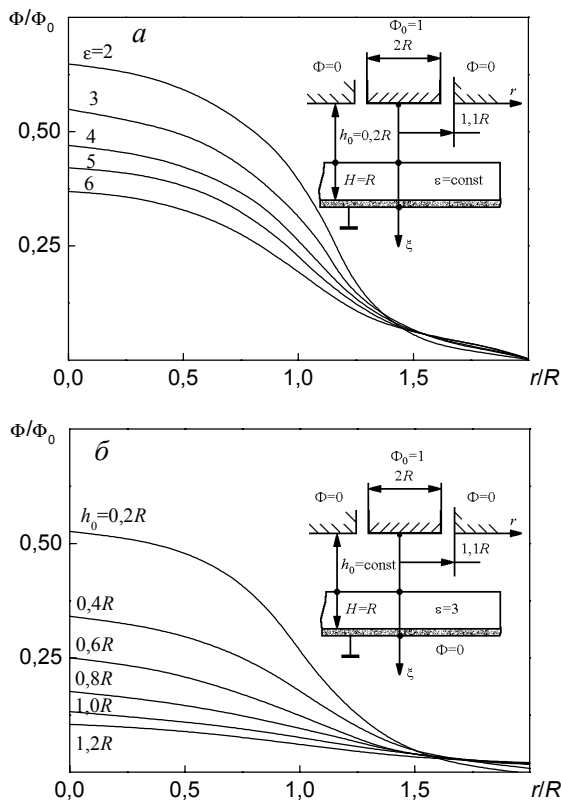


Рис. 3. Распределение поля Φ в электростатической системе в зависимости от: а — диэлектрической проницаемости ϵ , б — геометрического размера h .

сконцентрировано в некоторой окрестности проекции торца зонда на подложку (рис.2б). Эта окрестность и является областью интегрирования поверхностных и объемных зарядов и, как уже отмечалось, определяется геометрическими и электрофизическими параметрами емкостной системы.

В соответствии с работой [6], чувствительность системы существенно зависит от диэлектрической проницаемости исследуемого слоя, а размеры области зондирования от геометрических параметров h, H и R (рис.3).

Линейные размеры области зондирования возрастают при увеличении межэлектродного расстояния, но при $h = H = R$ — не превышают четырех диаметров активного электрода зонда. Следует заметить, что при постоянных размерах h и H , которые меньше диаметра торца сигнального электрода, уместно применение приближения плоско-параллельного поля, при котором Φ является коэффициентом передачи электроемкостной системы и может быть выражено как

$$\Phi = \frac{H}{2(H + \epsilon h)} \quad (9)$$

в случае небольшого зазора между образующей проводника и экраном $\Delta < (0,1 - 0,3)R$ или когда зазор соизмерим с размерами зонда представлено в виде

$$\Phi = \frac{(1 + \Delta / R) H}{2(H + \epsilon h)}. \quad (10)$$

Индукцированный в цепи зонда заряд при условии постоянства σ и ρ в области зондирования будет соответственно

$$q_H = \frac{H}{2(H + \epsilon h)} [\bar{\sigma} S + \bar{\rho} V],$$

$$q'_H = \frac{(1 + \Delta / R) H}{2(H + \epsilon h)} [\bar{\sigma} S + \bar{\rho} V], \quad (11)$$

где $S = \pi R^2$ — площадь торца зонда, а $V = \frac{\pi R^2 D}{2} =$

$$= \frac{\pi R^2 (H + h)}{2} \text{ — объем области зондирования.}$$

Приближение плоско-параллельного поля следует из равенства взаимных емкостей между k -м и i -м электродами

$$\epsilon_0 \int_{S_k} \frac{\partial \Phi_k}{\partial n_k} dS_k = \epsilon \epsilon_0 \int_{S_i} \frac{\partial \Phi_i}{\partial n_i} dS_i, \quad (12)$$

хотя распределения потенциала в них существенно отличаются (рис.4).

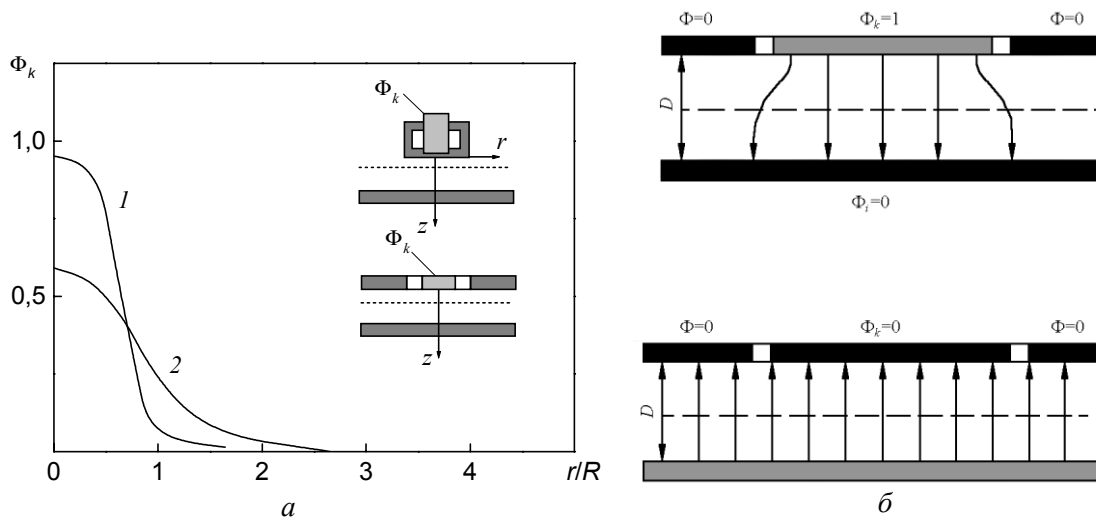


Рис. 4. Распределения поля Φ между k -м и i -м электродами: a — идентичность поля в зондовой системе и ее модели, b — распределения Φ при $z = 0,9 D$ (1) и при $z = 0,5 D$ (2).

Идентичность распределения Φ в зондовой системе и применяемой модели следует из решения соответствующих краевых задач и подтверждается экспериментальными данными (рис. 4б).

При относительном продольном перемещении зонда и слоя с постоянной скоростью v и переменными распределениями $\rho(x,y,z)$ и $\sigma[x,y,z(x,y)]$ в цепи зонда возникает переменный индуцированный заряд, производная которого по времени выражает электрический ток, определяемый изменениями σ и ρ вдоль траектории

$$\begin{aligned}
 i(t) &= \frac{dQ}{dt} = \frac{d}{dt} \left[\int_S \Phi \sigma dS + \int_V \Phi \rho dV \right] = \\
 &= \int_S \frac{\partial}{\partial t} (\Phi \sigma \mu) dS + \int_S \operatorname{div} (\Phi \sigma \mu \nu) dS + \\
 &+ \int_V \frac{\partial}{\partial t} \Phi \rho \mu dV + \int_V \operatorname{div} (\Phi \rho \mu \nu) dV, \quad (13)
 \end{aligned}$$

где μ — параметр поверхности слоя,

$$\mu = \sqrt{1 + \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)^2}, \text{ который для плоского слоя}$$

равен единице.

Индукцированный ток для одномерного случая равен

$$\begin{aligned}
 i_H(+)&= \int_S \Phi \nu \operatorname{grad} \sigma dS + \int_V \Phi \nu \operatorname{grad} \rho dV \approx \\
 &\approx S_\delta \nu \operatorname{grad} \sigma(P) + V_\delta \nu \operatorname{grad} \rho(P), \quad (14)
 \end{aligned}$$

где S_δ и V_δ — площадь и объем δ -окрестности точки P , в которой определено поле Φ .

Соответственно

$$\int_t i_H(t) dt = [S_\delta \sigma(P) + V_\delta \rho(P)]. \quad (15)$$

То есть разделить информацию о распределениях поверхностного и объемного зарядов в данном случае нельзя, хотя постановка такой задачи возможна, но она относится к классу некорректных.

Экспериментальная установка и методика исследований

Общий вид и структурная схема установки представлены на рис. 5.

На координатном столике 1 располагается исследуемый образец 2, относительно которого на определенном расстоянии h перемещается зонд 3 и индуцируется заряд, создающий переменное напряжение на входе усилителя 4 ($u_{вх} = q_n C_{вх}$), преобразуемое с помощью полосового и заграждающего фильтров 5 и 6 на составляющие в области низких (порядка 3 – 50 Гц) и высоких (0,1 – 0,5 МГц) частот. Коэффициент усиления этих каналов 50 – 100 с соответствующими амплитудно-частотными характеристиками.

Сигналы $u = q_n C_{вх}$ подаются на осциллограф 7 и АЦП 8, работа которых синхронизирована со сканированием зонда с помощью блока 9. Результаты обрабатываются с помощью компьютера 10. Необходимые функциональные особенности координатного столика, связанные с нагреванием, изме-

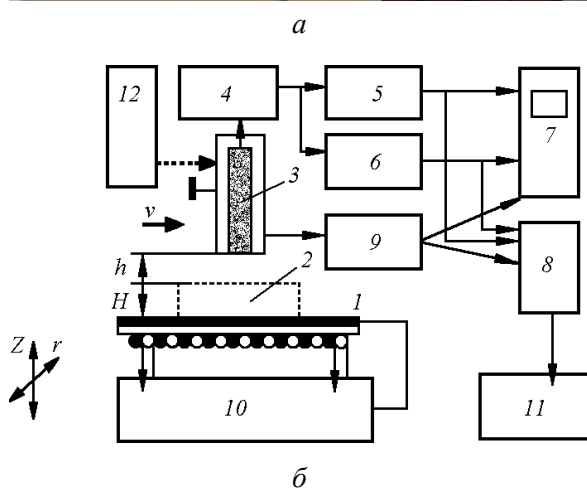


Рис. 5. Экспериментальная установка: *a* – общий вид; *б* – структурная схема; 1 – координатный столик; 2 – исследуемый образец, 3 – зонд, 4 – усилитель, 5 – полосовой фильтр, 6 – заграждающий фильтр, 7 – осциллограф, 8 – АЦП, 9 – синхронизатор, 10 – ЭВМ, 11 – коммутационно-измерительный блок, 12 – сканирующее устройство.

рением температуры, формированием постоянных и переменных напряжений, обеспечиваются с помощью коммутационно-измерительного блока 11, содержащего бифилярную спираль из никелевого и нихромового проводников одинакового диаметра.

Нихромовый проводник используется в качестве нагревателя, а никелевый — как датчик температуры. Плоская поверхность спирали изолирована тонкой термостойкой пленкой от подложки, которая может быть либо заземлена, либо иметь постоянный или переменный потенциал определенной частоты ω . Нагревательный элемент координатного столика позволяет осуществлять нагревание образца по площади $4 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2$ как в импульсном, так и непрерывном режимах до 120°C .

При совместном действии объемных, поверхностных зарядов и переменного напряжения радиочастоты ω на подложке в цепи зонда при его сканировании возникает сигнал, спектральный состав которого содержит составляющие низкой частоты, обусловленные скоростью периодического продольного перемещения зонда над образцом и боковые составляющие амплитудно-модулированного сигнала с несущей частотой ω . Входное сопротивление усилителя представляется параллельным соединением активного, определяемого токами утечки полевого транзистора (порядка 10^{13} Ом), и полного емкостного $X_c = 16 \text{ МОм}$ на частоте 200 кГц и 3 ГОм на низких частотах.

Таким образом, на сигнальном электроде зонда действует напряжение, создаваемое распределенными зарядами в системе и гармонически изменяющимся напряжением подложки $u = u_0 \sin \omega t$.

$$u_{\text{вх}} = \frac{H}{2C_{\text{вх}}(H + \epsilon h)}(\sigma S + \rho V) + \frac{\epsilon \epsilon_0 S U_0}{2C_{\text{вх}}(H + \epsilon h)} \sin \omega t. \quad (16)$$

Соответственно, после частотной селекции, на выходах фильтров имеем

$$U = \frac{KH[\sigma S + \rho V]}{2C_{\text{вх}}(H + \epsilon h)}; \quad u_{\approx} = U_{\approx} \sin \omega t, \quad (17)$$

$$U_{\approx} = \frac{K_{\approx} H \epsilon \epsilon_0 S U_0}{2C_{\text{вх}}(H + \epsilon h)}, \quad (18)$$

где K и K_{\approx} — коэффициенты передачи соответствующих каналов, S — площадь торца сигнального электрода зонда.

По измеренной амплитуде U_{\approx} можно определить диэлектрическую проницаемость.

$$\epsilon = \frac{2U_{\approx} C_{\text{вх}} H}{(K_{\approx} U_0 \epsilon_0 S - 2U_{\approx} C_{\text{вх}} h)}. \quad (19)$$

Суммарный измеряемый заряд Q в объеме

$$V = \frac{SH}{2} \text{ равен} \\ Q = \frac{2UC_{\text{вх}}}{K} \left[1 + \frac{2HU_{\approx} C_{\text{вх}}}{H(K_{\approx} U_0 \epsilon_0 S - 2U_{\approx} C_{\text{вх}} h)} \right]. \quad (20)$$

Относительную диэлектрическую проницаемость материала можно определить также экспериментально по отношению к выходным напряжениям на частоте ω с исследуемым образцом U_H и без него U_D

$$a = \frac{U_D}{U_H} = \frac{C}{C'} = \frac{\varepsilon(H+h)}{H + \varepsilon h} \rightarrow \varepsilon = \frac{H}{DU_D/U_H - h} \quad (21)$$

и, поэтому, измеряемый заряд может быть выражен

$$Q = \frac{2UC_{\text{вх}}}{K} [1 + (Da - h)^{-1}]. \quad (22)$$

Для оценки разрешающей способности зонда применяются потенциальные тестовые структуры в виде одиночной неоднородности (меньше и больше линейных размеров сигнального электрода), а также периодического распределения [7].

Как правило, диэлектрическая проницаемость пьезоэлектриков зависит от температуры, и это необходимо учитывать путем одновременного использования двухканальной индикации индуцированного заряда [8, 9].

Методика выполнения измерений заключается в следующем: исследуемый материал в виде прямоугольного параллелепипеда толщиной H помещается на координатный столик, с помощью которого устанавливается расстояние h . Фиксируется амплитуда напряжения U_1 , подаваемого на подложку.

При нахождении зонда над подложкой на расстоянии $D = (H + h)$ и непосредственно над поверхностью образца определяются амплитуды выходного напряжения U_D и U_H , по отношению к которым оценивается диэлектрическая проницаемость при начальной температуре в соответствии с формулой (21). При достижении равновесного состояния кристалла в течение от нескольких минут до одного-двух часов можно приступить к эксперименту. Достижение равновесного состояния опре-

деляется по минимальному установившемуся распределению зарядов вдоль траектории сканирования на расстоянии зонда от образца $h \approx 0,1 - 0,5 H$. Далее торец зонда удаляется на расстояние $h \geq H$ (во избежание возникновения разрядов на нем при высоких, возможных полях, которые характерны для таких материалов). На этом расстоянии определяется соотношение амплитуд выходных напряжений U_D и U_H на частоте ω при сканировании образца и индуцированный заряд на зонде, обусловленный действием поверхностных и объемных распределений на другом канале.

В зависимости от направленности исследований обеспечивается либо кратковременное тепловое воздействие с помощью нагревательного элемента, либо непрерывное — длительное. При этом визуализируется процесс накопления заряда Q в кристалле и его распределение с учетом возможного изменения диэлектрической проницаемости. Оценка величины заряда и интерпретация результатов осуществляется с применением соотношения (20) или (22). После прекращения теплового воздействия исследуются процессы релаксации заряда.

Процессы накопления и релаксации заряда в материалах можно исследовать при любых внешних воздействиях — механическом или электромагнитном (в широком диапазоне частот).

Экспериментальные результаты и их интерпретация

Отклики зонда на одиночные потенциальные неоднородности различной протяженности представлены на рис.6.

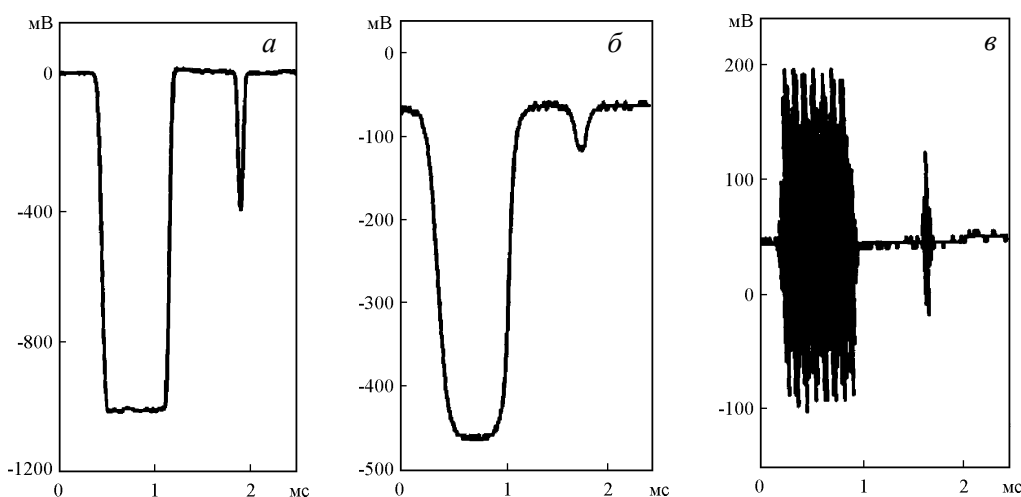


Рис. 6. Отклики зондовой системы ($R = 0,15$ мм) на одиночные потенциальные распределения в виде протяженной (5 мм) и узкой (0,07 м) неоднородностей при напряжении 100 В: а — на расстоянии зонда 0,2 мм, б — на расстоянии 1 мм, в — переменное напряжение частотой 100 кГц и амплитудой 10 В.

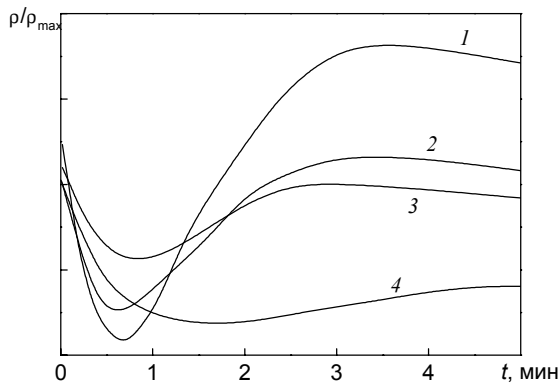


Рис. 7. Изменение выходного напряжения измерительной системы при различных воздействиях теплового импульса на кристалл LiNbO_3 при различных значениях теплового импульса: 1 – 30 (Вт·с)/ см^2 , 2 – 60 (Вт·с)/ см^2 , 3 – 90 (Вт·с)/ см^2 , 4 – непрерывное нагревание 120 (Вт·с)/ см^2 .

Как следует из рис.6, величина сигнала и разрешающая способность зонда возрастают при уменьшении расстояния от торца зонда до поверхности h . Образец LiNbO_3 ($11 \times 8 \times 2 \text{ мм}^3$) помещался на нагревательный столик, изолированный от про-

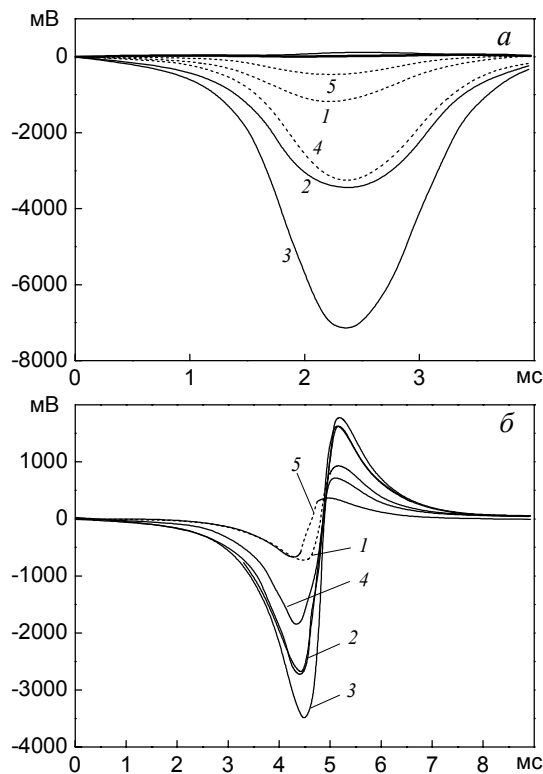


Рис. 8. Изменение объемного заряда в пластине кристалла LiNbO_3 ($11 \times 8 \times 2 \text{ мм}^2$) при непрерывном нагревании и сканировании относительно ширины (а) и толщины (б) зондом ($R = 0,15 \text{ мм}$) на расстоянии 5 мм от поверхности: 1 – через 30 с после включения нагрева; 2 – 5 – через 1, 2, 5 и 9 минут, соответственно.

водящей подложки толщиной 50 мкм термостойкой пленкой (35 мкм). Подложка либо заземлена, либо подключалась к генератору гармонического напряжения частотой 100 кГц и амплитудой $U = 10 \text{ В}$.

Кристаллу сообщались тепловые импульсы 30, 60 и 90 (Вт·с)/ см^2 и наблюдалось резкое изменение плотности заряда разных полярностей на противоположных гранях в течение 45 с. Через несколько минут эти заряды уменьшались до нуля с последующим изменением полярности, достижении максимума и уменьшении до равновесного состояния в течение (5 – 40 мин) в зависимости от энергии импульса (рис.7).

Такое положение имеет место и при непрерывном тепловом воздействии 120 (Вт·с)/ см^2 , при котором плотность заряда достигает максимума в течение 2 – 3 минут, затем уменьшается до “нуля” с сохранением этого состояния при продолжении нагревания, а после прекращения теплового воздействия возникает заряд противоположного знака, плотность которого достигает максимума за 2 – 3 минуты, с последующим уменьшением в течение нескольких часов. При этом, как при начальной стадии нагре-

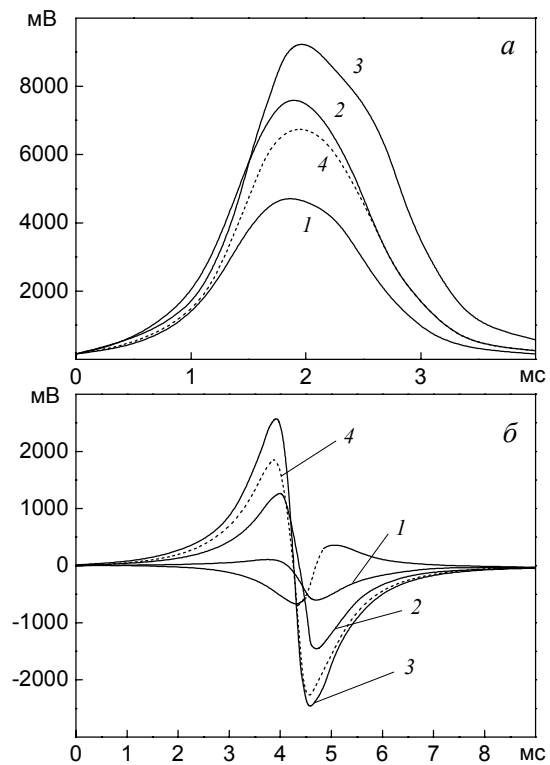


Рис. 9. Изменение объемного заряда в кристалле LiNbO_3 после прекращения нагревания: а – распределение заряда по ширине кристалла, б – вдоль толщины кристалла на таком же расстоянии от зонда до поверхности: 1 – через 15 с после прекращения теплового воздействия; 2 – 4 – через 1, 2 и 9 минут, соответственно

вания, так и его прекращении наблюдаются электрические разряды, приводящие к скачкообразному уменьшению плотности заряда с ее последующим восстановлением. На рис. 8 представлены осциллограммы распределения заряда в кристалле LiNbO₃ в двух его ортогональных положениях относительно траектории сканирования зонда при нагревании, а на рис. 9 — изменение объемного заряда при естественном охлаждении образца.

Численное значение возникающего в кристалле объемного заряда определить затруднительно, однако его можно оценить по эквивалентной плотности заряда, расположенного в некоторых виртуальных плоскостях, которые находятся на расстояниях d от геометрических поверхностей кристалла. Пользуясь такой моделью можно плотность заряда оценить по формуле

$$\sigma = \frac{C_{\text{вх}} U_{\text{вх}} [(H-d) + \varepsilon(h+d)][d + \varepsilon(D-h)]}{KS \{(H-d)[d + \varepsilon(D-h)] + [d + \varepsilon(D-d)]\}}$$

Из экспериментальных данных следует, что при $d = 0,2$ н; $D = H + h = 5 \cdot 10^{-3}$ м (при $H = 2 \cdot 10^{-3}$ м), $K = 50$, $S = 0,1$ мм², $U_{\text{вых.макс}} = 10$ В, $C_{\text{вх}} = 10^{-10}$ Ф и $\varepsilon = 30$, эквивалентная плотность заряда составляет 10^{-2} Кл/м², что и является причиной возникновения наблюдаемых электрических разрядов в кристалле.

Выводы

Метод электростатической индукции (электроемкостный) является наиболее приемлемым при неразрушающем измерении пространственного распределения электрических зарядов, возникающих в диэлектрических, полупроводниковых и компо-

зиционных материалах под действием различных внешних факторов — давления, температуры и электромагнитных излучений в широком диапазоне частот. Он обладает линейной разрешающей способностью порядка 0,2 мм и достаточной чувствительностью по диэлектрической проницаемости, толщине и проводимости слоев, в том числе и изготовленных с помощью нанотехнологий. Экспериментальные результаты, полученные автором, подтверждают возможность применения метода для исследования новых материалов на предмет возникновения электростатических зарядов под действием различных видов излучений и, в том числе, при исследовании материалов, используемых для внешнего покрытия и внутренней обшивки летательных аппаратов.

Литература

1. Боев С.Г., Ушаков В.Я. Радиационное накопление заряда в твердых диэлектриках и методы его диагностики. М.: Энергоатомиздат, 1991, 240 с.
2. Доронин А.Н., Тютнев А.П., Саенко В.С., Пожидаев Е.Д. Перспективные материалы, 2001, № 2, с. 15 – 22.
3. Пронин В.П. Электроемкостные системы в электрофизике. Саратов, СГАУ, 1997, 310 с.
4. Герштейн Г.М. Моделирование полей методом электростатической индукции. М.: Наука, 1970, 316 с.
5. Смайт В. Электростатика и электродинамика. М.: И.Л., 1954, 728 с.
6. Пронин В.П., Шевченко В.И. Дефектоскопия, 1988, № 7, с. 19 – 26.
7. Пронин В.П. Дефектоскопия, 1985, № 8, с. 88 – 93.
8. Пронин В.П. ЖТФ, 1984, т. 54, № 8, с. 1479 – 1487.
9. Пронин В.П. Перспективные материалы, 1995, № 2, с. 162 – 170.

Пронин Виталий Петрович — ФГОУ ВПО “Саратовский государственный аграрный университет им. Н.И.Вавилова”, доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой. Специалист в области электрофизики и методов исследования физических свойств материалов.