АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXIX 1983 Вып. 4

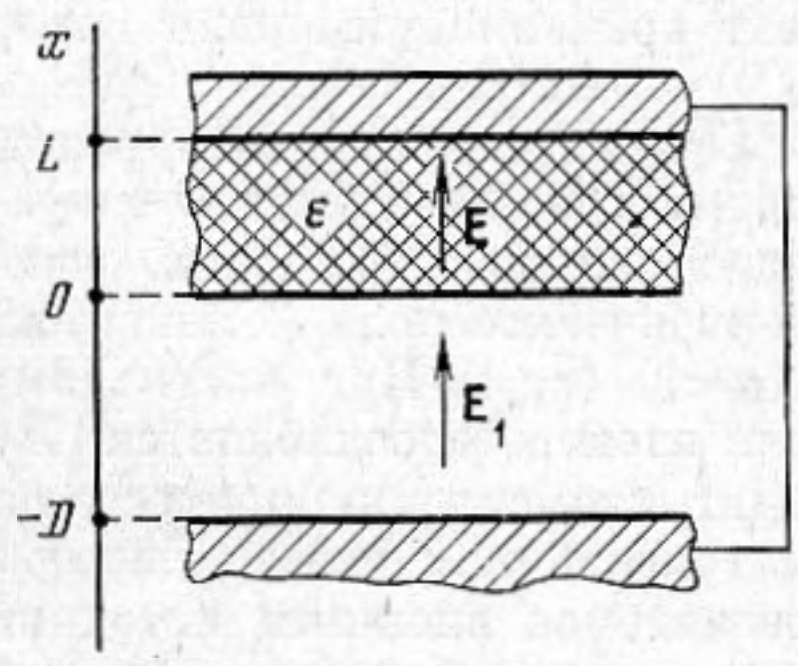
УДК 621.315.61

ПРОГНОЗИРОВАНИЕ СТАБИЛЬНОСТИ ЭЛЕКТРЕТНОГО ЭЛЕКТРОАКУСТИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ

Кузьмин Ю. И., Таиров В. Н.

Произведен расчет временной стабильности чувствительности электроакустического преобразователя (микрофона или телефона), в котором используется односторонне металлизированный электрет. Исследовано влияние ряда параметров преобразователя на временную зависимость его чувствительности.

В настоящее время электретные электроакустические преобразователи получают все большее распространение [1—6] и в связи с этим возрастает необходимость в надежном прогнозировании их параметров. В настоящей работе предлагается расчет временной стабильности чувствительности электретного преобразователя (микрофона или телефона). Структура капсюля такого преобразователя, в котором электрет находится в полузакороченном состоянии, схематически представлена на фиг. 1. Чувствительности преобразователя в режимах приема и излучения (микрофона и телефона) соответственно могут быть оценены по следующим формулам [4, 6]: $S_1=\sigma_s L/(\varepsilon_0(\varepsilon D+L))$ В·м$^{-1}$, $S_2=\sigma_s/(\varepsilon D+L)$ Па·В$^{-1}$, где $\sigma_s=\sigma_s(t)$ — суммарный заряд электрета на единице поверхности; $S_1\equiv S_1(t)$, $S_2\equiv S_2(t)$. Здесь под чувствительностью микрофона понимается величина электрического напряжения, развиваемого преобразователем при единичном смещении электретной мембраны под воздействием звукового давления. Чувствительность телефона в данном случае представляет собой переменную составляющую величины давления, оказываемого электрическим полем на заторможенный электрет при единичном амплитудном значении напряжения на преобразователе. Введем безразмерные чувствительности микрофона $\tilde{S}_1(t)\equiv S_1(t)\varepsilon_0(\varepsilon D+L)/(\sigma_s(0)L)$ и телефона $\tilde{S}_2(t)\equiv S_2(t)(\varepsilon D+L)/\sigma_s(0)$. Это позволит в дальнейшем использовать безразмерную чувствительность преобразователя: $\tilde{\sigma}_s(t)\equiv\sigma_s(t)/\sigma_s(0)=\tilde{S}_1(t)=\tilde{S}_2(t)$.



Фиг. 1. Структура капсюля электретного электроакустического преобразователя

Таким образом, задача определения стабильности электроакустического преобразователя сводится к определению стабильности применяемого в нем электрета. Опыт эксплуатации электретных электроакустических преобразователей показывает, что, как правило, стабильность механических параметров электрета превосходит стабильность его электрических параметров и достаточна для надежной работы преобразователя в течение длительного времени. Поэтому для расчета временной стабильности чувствительности необходимо найти закон, по которому меняется величина заряда на единице поверхности электрета. Эта задача решается на основе представлений об инжекционной природе электретного эффекта [7—11]; причем взаимодействием избыточного заряда с влагой окружающей среды пренебрегается, что справедливо для нормальных условий эксплуатации. В этом случае разрядка электрета определяется переносом заряда через его объем.

После изготовления электрета, в момент времени $t=0$, инжектированный заряд сосредоточен в бесконечно тонком слое в плоскости $x=0$, часть

его захвачена на ловушки, часть находится в свободном состоянии. На противоположной поверхности, в плоскости $x=L$, находится неподвижный заряд зеркального изображения. Процесс переноса заряда в случае, когда концентрация избыточных носителей значительно превосходит равновесную, описывается следующей системой нелинейных дифференциальных уравнений:

$$j_c(x,\ t)=\mu\rho(x,\ t)E(x,\ t), \tag{1}$$

$$j(t)=j_c(x,t)+\varepsilon\varepsilon_0\frac{\partial}{\partial t}E(x,t), \tag{2}$$

$$\varepsilon\varepsilon_0\frac{\partial}{\partial x}E(x,t)=\rho(x,t)+\rho_t(x,t), \tag{3}$$

$$\frac{\partial}{\partial x}j_c(x,t)+\frac{\partial}{\partial t}(\rho(x,t)+\rho_t(x,t))=0, \tag{4}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho_t(x,t)=-\nu\rho_t(x,t). \tag{5}$$

(1) и (2) — выражения для плотностей тока проводимости и полного тока соответственно, (3) — уравнение Пуассона, (4) — уравнение непрерывности, (5) описывает освобождение носителей заряда с глубоких ловушек захвата. В (1)—(5) использованы следующие обозначения: μ — эффективная дрейфовая подвижность, ρ — объемная плотность квазисвободного заряда, ρ_t — плотность заряда, захваченного на ловушки, ν — частотный фактор глубоких ловушек, ε — высокочастотная диэлектрическая проницаемость материала. Начальные условия имеют вид:

$$\rho(x,\ 0-0)=\sigma\delta(x);\quad \rho_t(x,\ 0-0)=\sigma_t\delta(x), \tag{6}$$

где σ — поверхностная плотность квазисвободного заряда, инжектированного в образец, σ_t — поверхностная плотность заряда, захваченного на ловушки в начальный момент времени, $\delta(x)$ — дельта-функция Дирака. Для σ и σ_t имеет место соотношение $\sigma=\alpha\sigma_t$. Таким образом, в начальный момент времени суммарная поверхностная плотность избыточного заряда $\sigma_s(0)=\sigma_t(\alpha+1)$.

Будем рассматривать релаксационный процесс в режиме холостого хода, когда $E_1=0$ (при $D\to\infty$). В этом случае электрет находится в менее благоприятных условиях, чем в полузакороченном состоянии, так как электрическое поле E максимально и в начальный момент времени равно $\sigma_t(\alpha+1)/(\varepsilon\varepsilon_0)$. При частичном закорачивании внутреннее электрическое поле электрета ослабляется: $E(x,\ 0)=\sigma_t(\alpha+1)/(\varepsilon\varepsilon_0(1+L/\varepsilon D))$, что приводит к замедлению процесса разрядки. Множитель $k=1+L/\varepsilon D$ можно рассматривать как коэффициент запаса. Переменное электрическое поле, создаваемое внешним источником в режиме излучения, можно не учитывать, так как период его колебаний значительно меньше времени пролета носителей заряда через образец и усреднение этого поля по времени даст нулевое значение. Предполагается, что подаваемое на преобразователь напряжение не столь велико, чтобы привести к катастрофическому отказу, например к пробою воздушного зазора.

В режиме холостого хода справедливы следующие граничные условия:

$$j_c(0-0,\ t)=0,\quad j_c(L+0,\ t)=0,\quad E(0-0,\ t)=0. \tag{7}$$

Отсюда следует:

$$j(t)=0. \tag{8}$$

Рассматривая начальное распределение инжектированного заряда в бесконечно тонком слое (6) как предельный случай сосредоточения заряда в слое конечной толщины, на основе (1)—(8) можно показать, что имеет место граничное условие

$$E(0+0,t)=\sigma_t(\varepsilon\varepsilon_0)^{-1}\exp(-\nu t),\quad t\in(0,+\infty), \tag{9}$$

которое определяет E уже после того, как квазисвободные носители покинут плоскость $x=0$. До этого момента E определяется и квазисвободным, и захваченным на ловушки зарядом:

$$E(0+0,\ 0-0)=\sigma_t(\alpha+1)(\varepsilon\varepsilon_0)^{-1}. \tag{10}$$

Итак, необходимо решить систему нелинейных дифференциальных уравнений (1)—(5) с граничными и начальными условиями (6), (7), (9), (10). Принимая во внимание (8), исходную систему можно преобразовать к следующему квазилинейному уравнению:

$$\frac{\partial}{\partial x}E(x,t)+(\mu E(x,t))^{-1}\frac{\partial}{\partial t}E(x,t)=0. \tag{11}$$

Разрывное граничное условие (9)—(10) представим с помощью единичной ступенчатой функции:

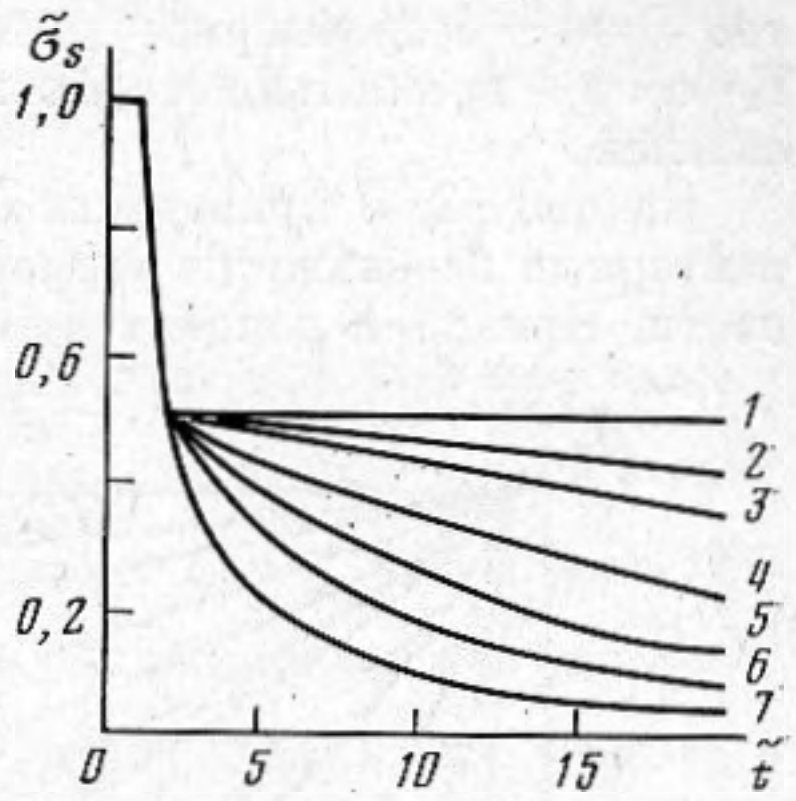
$$E(0+0,\ t)=\sigma_t(\varepsilon\varepsilon_0)^{-1}(\exp(-\nu t)u(t)+ +(\alpha+1)u(-t)), \tag{12}$$

где

$$u(t)\equiv\begin{cases}0 & t\in(-\infty,0)\\ 1 & t\in(0,+\infty)\end{cases}.$$

Первые интегралы системы уравнений, описывающей характеристики уравнения (11), имеют вид:

$$E=C_1,\qquad x-\mu Et=C_2. \tag{13}$$



Фиг. 2. Зависимость безразмерной чувствительности электретного электроакустического преобразователя при $\alpha=1$ для различных значений параметра $\tilde{\nu}$: 1 – $\tilde{\nu}=0$, 2 – 0,01, 3 – 0,02, 4 – 0,05, 5 – 0,1, 6 – 0,2, 7 – $\tilde{\nu}\to\infty$

Из (12) и (13) можно найти вид функции, определяющей решение

$$E(x,t)=\sigma_t(\varepsilon\varepsilon_0)^{-1}(\exp(-\nu\xi)u(\xi)+(\alpha+1)u(-\xi)), \tag{14}$$

где $\xi\equiv t-x(\mu E(x,t))^{-1}$.

Рассмотрим три случая: $\xi>0$, $\xi<0$, $\xi=0$.

$\xi>0$ выполняется при $x\in(0,\ x_2]$, где $x_2\equiv\mu\sigma_t t/(\varepsilon\varepsilon_0)$ — граница фронта, замыкающего пакет первоначально квазисвободных носителей. Напряженность электрического поля определяется, согласно (14), следующей неявной функцией:

$$E(x,\ t)=\sigma_t(\varepsilon\varepsilon_0)^{-1}\exp(-\nu(t-x(\mu E(x,\ t))^{-1})). \tag{15}$$

$\xi<0$ выполняется при $x\in[x_1,\ L)$, где $x_1\equiv\mu\sigma_t(\alpha+1)t/(\varepsilon\varepsilon_0)$ — граница лидирующего фронта первоначально квазисвободных носителей. Из (14) имеем

$$E(x,\ t)=\sigma_t(\alpha+1)(\varepsilon\varepsilon_0)^{-1} \tag{16}$$

$\xi=0$. В этом случае E нельзя определить из (14), так как $u(0)$ не определена. Однако, полагая $\xi=0$, мы тем самым задаем E:

$$E(x,\ t)=x(\mu t)^{-1}. \tag{17}$$

Из (17) E определяется при $x\in[x_2,\ x_1]$. В справедливости области определения решения (17) легко убедиться, проверив условия «сшивки» решений (17) и (16) при $x=x_1$ и (17) и (15) — при $x=x_2$.

Суммарный заряд электрета на единице поверхности можно найти с помощью теоремы Гаусса:

$$\sigma_s(t)=\int\limits_{0-0}^{L}(\rho(x,t)+\rho_t(x,t))\,dx=\varepsilon\varepsilon_0E(L,t). \tag{18}$$

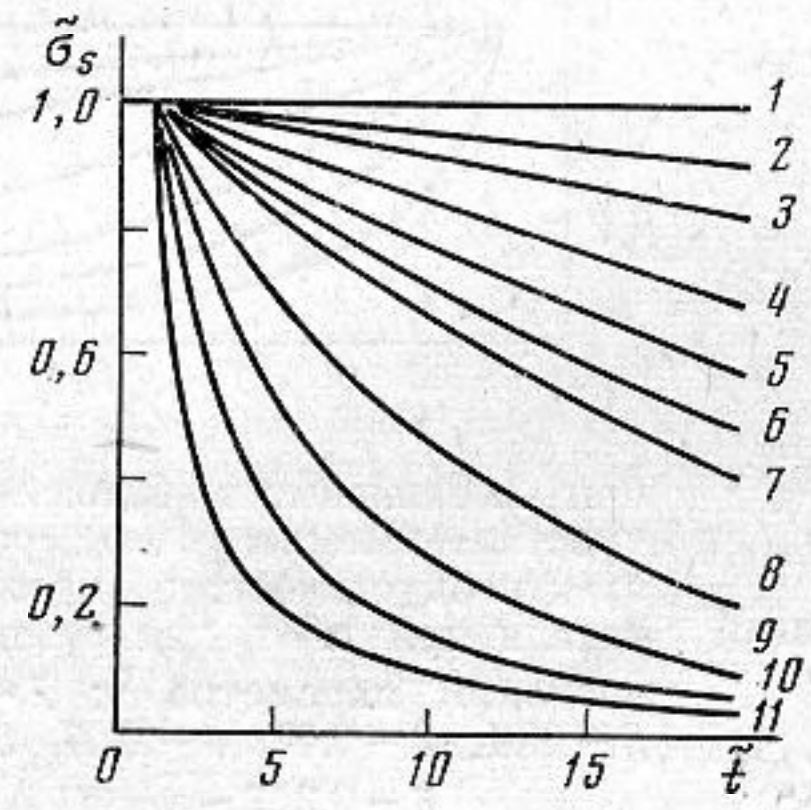
Для удобства анализа введем следующие безразмерные переменные: $\tilde{t}\equiv tt_1^{-1}$, $\tilde{\nu}\equiv\nu t_1$, где $t_1\equiv L\varepsilon\varepsilon_0/(\mu\sigma_t(\alpha+1))$ — время пролета лидирующего

фронта квазисвободных носителей заряда. Безразмерная чувствительность преобразователя $\tilde{\sigma}_s$ совпадает с безразмерной поверхностной плотностью заряда. На основе (15)–(18) можно записать выражения для временной зависимости чувствительности:

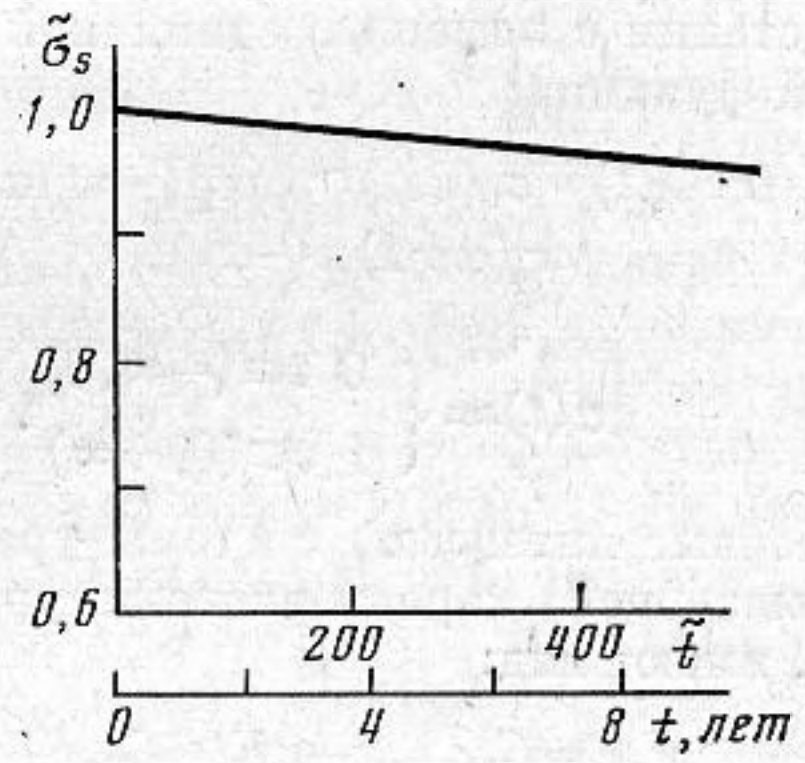
$$\begin{gathered}\tilde{t}\in(0,\ \tilde{t}_1]:\quad \tilde{\sigma}_s(\tilde{t})=1,\\ \tilde{t}\in[\tilde{t}_1,\ \tilde{t}_2]:\quad \tilde{\sigma}_s(\tilde{t})=\tilde{t}^{-1},\\ \tilde{t}\in[\tilde{t}_2,\ +\infty):\quad \tilde{\sigma}_s(\tilde{t})=(\alpha+1)^{-1}\exp(-\tilde{\nu}(\tilde{t}-\tilde{\sigma}_s^{-1}(\tilde{t}))),\end{gathered}\tag{19}$$

где $\tilde{t}_1=1$ – безразмерное время пролета лидирующего фронта носителей; $\tilde{t}_2=\alpha+1$ – время пролета фронта, замыкающего пакет квазисвободных носителей.

На фиг. 2, 3 приведены зависимости $\tilde{\sigma}_s=\tilde{\sigma}_s(\tilde{t})$, демонстрирующие характерные особенности временной зависимости безразмерной чувствительности. При $\alpha=1$ концентрации квазисвободных и захваченных носителей



Фиг. 3



Фиг. 4

Фиг. 3. Зависимость безразмерной чувствительности электретного электроакустического преобразователя при $\alpha=0$ для различных значений параметра $\tilde{\nu}$: *1* – $\tilde{\nu}=0$, *2* – $5\cdot10^{-3}$, *3* – 10^{-2}, *4* – $2\cdot10^{-2}$, *5* – $3\cdot10^{-2}$, *6* – $4\cdot10^{-2}$, *7* – $5\cdot10^{-2}$, *8* – 0,1, *9* – 0,2, *10* – 0,5, *11* – $\tilde{\nu}\to\infty$

Фиг. 4. Прогноз временной стабильности электретного электроакустического преобразователя на 10 лет

в начальный момент времени равны. При $\tilde{t}<1$ чувствительность остается неизменной, так как носители заряда еще не достигли плоскости $x=L$. Затем начинается спад $\tilde{\sigma}_s$, обусловленный нейтрализацией заряда носителей, подошедших к границе $x=L$, зарядом зеркального изображения. При $\alpha=0$ в начальный момент времени квазисвободные носители заряда отсутствуют и изменение чувствительности полностью обусловлено освобождением носителей с глубоких ловушек с последующим дрейфом. В частном случае отсутствия освобождения носителей $\tilde{\nu}$ равно нулю. При $\tilde{\nu}\to\infty$, что соответствует мгновенному освобождению носителей с ловушек, параметр α не влияет на характер зависимости $\tilde{\sigma}_s=\tilde{\sigma}_s(\tilde{t})$; этот случай идентичен отсутствию захваченного заряда ($\alpha\to\infty$). Для численного уравнения (19) был использован итерационный метод Мюллера (бисекция с обратной параболической интерполяцией).

Полученные результаты позволяют проанализировать влияние ряда параметров (L, ε, μ, ν, α, σ_t, σ) на временную зависимость безразмерной чувствительности электретного электроакустического преобразователя и представляют интерес для оценки и прогнозирования его временной стабильности.

На фиг. 4 в качестве примера приведен прогноз стабильности преобразователя на 10 лет для значений параметров, имеющих место в реальных конструкциях при температуре окружающей среды 20° С для электретов из политетрафторэтилена Ф-4: $\tilde{\sigma}_s(0)=10^{-4}$ Кл·м$^{-2}$, $L=15$ мкм, $\mu=5\cdot10^{-18}$ м^2·В$^{-1}$·с$^{-1}$, $\alpha=10^{-6}$, $\varepsilon=2{,}2$, $\tilde{\nu}=10^{-4}$, $\nu=1{,}711\cdot10^{-10}$ с$^{-1}$. При этом $t_1=5{,}844\cdot10^5$ с. Значения параметров μ, α, ν были получены по результа-

там изотермических испытаний путем экстраполяции к комнатным температурам. Из фиг. 4 видно, что за 10 лет спад безразмерной чувствительности составит менее 6%. Обнаружено удовлетворительное совпадение расчетных и экспериментальных данных в течение 4 лет. При этом экспериментальные образцы хранились при комнатной температуре в герметичном контейнере.

В электретах из сополимера гексафторпропилена с тетрафторэтиленом Ф4-МБ2 не было обнаружено ловушек захвата, время жизни носителей на которых существенно превосходит время пролета. При комнатной температуре у электретов из этого материала $\varepsilon=2{,}1$, $\mu=10^{-27}$ м$^2\cdot$В$^{-1}\cdot$с$^{-1}$, $\alpha\to\infty$, а параметр ν не подлежит определению.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Sessler G. M., West J. E.* Self-biased condenser microphone with high capacitance.– J. Acoust. Soc. Amer., 1962, v. 34, № 11, p. 1787–1788.
2. *Горбунова Е. К., Козлова Н. Н., Сейсян Е. Л., Таиров В. Н.* Электретный студийный микрофон.– Акуст. ж., 1974, т. 20, № 4, с. 625–627.
3. *Sessler G. M., West J. E.* Electret transducers: a review.– J. Acoust. Soc. Amer., 1973, v. 53, № 6, p. 1589–1600.
4. *Sessler G. M.* Electrostatic microphones with electret foil.– J. Acoust. Soc. Amer., 1963, v. 35, № 9, p. 1354–1357.
5. *Wintle H. J.* Introduction to electrets.– J. Acoust. Soc. Amer., 1973, v. 53, № 6, p. 1578–1588.
6. *Кузьмин Ю. И., Таиров В. Н.* Расчет характеристик моноэлектретного телефона.– Акуст. ж., 1982, т. 28, № 1, с. 91–95.
7. *Sonnonstine T. J., Perlman M. M.* Surface-potential decay in insulators with field-dependent mobility and injection efficiency.– J. Appl. Phys., 1975, v. 46, № 9, p. 3975–3981.
8. *Van Turnhout J.* Thermally stimulated discharge of polymer electrets. Amsterdam: Elsevier scientific publishing company, 1975.
9. *Архипов В. И., Руденко А. И.* Релаксация электретного состояния вещества.– Физика и техника полупроводников, 1976, т. 10, № 4, с. 729–734.
10. *Rudenko A. L., Arkhipov V. I.* A model of electret discharge.– J. Electrostatics, 1978, v. 4, № 4, p. 309–323.
11. *Кузьмин Ю. И., Соколова И. М., Таиров В. Н.* О дрейфовом механизме релаксации электретного потенциала с учетом глубины проникновения инжектированного заряда.– В кн.: Вычислительные системы, вып. 84. Новосибирск: Ин-т матем. СО АН СССР, 1981, с. 74–83.

Ленинградский
электротехнический институт
им. В. И. Ульянова (Ленина)

Поступила в редакцию
9.III.1982