

УДК 539.3

© 1996 г. Д. БАРДЗОКАС, Б. А. КУДРЯВЦЕВ, Н. А. СЕНИК

ВОЛНЫ РЕЛЕЯ В ПОЛУПРОСТРАНСТВЕ С КОНЕЧНОЙ СИСТЕМОЙ ПОВЕРХНОСТНЫХ ЭЛЕКТРОДОВ

Устройства на поверхностных акустических волнах (ПАВ) Релея находят различные применения в приборах акустоэлектроники, при этом реальные конструкции для возбуждения этих волн содержат конечное число электродов, расположение которых по поверхности пьезокристалла, а также значение потенциалов на них варьируется в широких пределах.

В [1] изложена общая методика расчета устройств на ПАВ, основанная на использовании функций Грина, построение которых для связанных задач электроупругости представляет отдельную достаточно сложную задачу. Аналогичные методы использовались в работах [2—7], при этом вводились некоторые дополнительные предположения, позволяющие упростить полученные интегральные уравнения. В [8] задача возбуждения ПАВ Релея конечной системой электродов решена в предположении, что на возбуждающих электродах заданы плотности зарядов, которые определены из решения задачи электростатики с периодической системой электродов. Обзор методов решения задач о возбуждении ПАВ в пьезоэлектриках имеется в [9].

Ниже обобщаются результаты работы [10] на случай возбуждения ПАВ Релея конечной системой невесомых идеально проводящих электродов, расположенных согласно схемы фиг. 1 на свободной от механических нагрузок границе пьезоэлектрического полупространства симметрии класса бпш, контактирующим с вакуумом или воздухом. Предполагается, что на электродах заданы значения гармонически изменяющегося во времени потенциала, а на неэлектродированных участках осуществляется идеальный электрический контакт.

1. Можно показать [10], что амплитуды поля смещений и потенциалы электрического поля в пьезополупространстве и вакууме, удовлетворяющие условиям непрерывности потенциала электрического поля и оставляющие свободной от механических нагрузок граничную поверхность пьезоэлектрика, представимы в форме (временной фактор $\exp(-i\omega t)$ опущен):

$$u(x, z) = \int_0^{\infty} \sum_{j=1}^3 \alpha_j \Delta_j \exp(\lambda_j p z) U_0(p) \cos(px) dp,$$

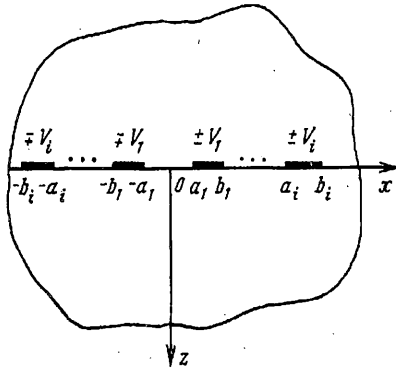
$$w(x, z) = \int_0^{\infty} \sum_{j=1}^3 \beta_j \Delta_j \exp(\lambda_j p z) U_0(p) \sin(px) dp \quad (1.1)$$

$$\varphi(x, z) = \int_0^{\infty} \sum_{j=1}^3 \gamma_j \Delta_j \exp(\lambda_j p z) U_0(p) \sin(px) dp,$$

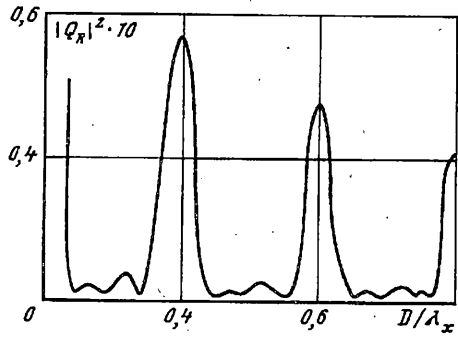
$$\bar{\varphi}(x, z) = \int_0^{\infty} \sum_{j=1}^3 \gamma_j \Delta_j \exp(pz) U_0(p) \sin(px) dp \quad (1.2)$$

Здесь u , w смещения по осям x , z соответственно, φ , $\bar{\varphi}$ потенциалы электрического поля в пьезоэлектрике и вакууме, функция $U_0(p)$ подлежит определению, а остальные величины определены в [10].

Нормированные как и в [10] нормальные составляющие вектора индукции в пьезосреде и вакууме определяются формулами



Фиг. 1



Фиг. 2

$$D_z(x, z) = \int_0^{\infty} \sum_{j=1}^3 q_j \Delta_j \exp(\lambda_j p z) p U_0(p) \sin(px) dp \quad (1.3)$$

$$\bar{D}_z(x, z) = - \int_0^{\infty} \sum_{j=1}^3 \gamma_j \Delta_j \exp(pz) p U_0(p) \sin(px) dp \quad (1.4)$$

Рассмотрим вспомогательную задачу, когда на границе $z=0$ задана плотность зарядов $\Gamma_0 \sigma(x)$, а остальные условия такие же, как и в основной задаче. Определяя скачок нормальной составляющей вектора индукции с учетом соотношений (1.3), (1.4) на указанной плоскости, получим

$$[R_2(p) + \mathfrak{D}_0 R_1(p)] p U_0(p) = \frac{(e_{31} + e_{15}) \Gamma_0}{c_{11} \mathfrak{D}_{33}} \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \sigma(t) \sin(pt) dt \quad (1.5)$$

Здесь функции $R_1(p)$, $R_2(p)$ определены в [10], а постоянная Γ_0 будет определена в дальнейшем.

Если считать, что функция $\sigma(x)$ известна, то соотношение (1.5) фактически завершало бы решение задачи, так как электроупругие поля выражаются через $U_0(p)$ в соответствии с формулами (1.1), (1.2). В частности, для потенциала электрического поля при $z=0$ имеем

$$\varphi(x, 0) = \frac{2(e_{31} + e_{15}) \Gamma_0}{\pi c_{11} \mathfrak{D}_{33}} \int_0^{\infty} R_1(p) \int_0^{\infty} \frac{\sigma(t) \sin(pt) dt}{R_2(p) + \mathfrak{D}_0 R_1(p)} \sin(px) dp \quad (1.6)$$

В рассматриваемой задаче функция $\sigma(x)$ известна на неэлектродированных участках, а именно

$$\sigma(x) = 0, \quad b_{i-1} < x < a_{i+1}, \quad b_0 = 0, \quad a_{N+1} = \infty \quad (i = 1, 2, \dots, N+1) \quad (1.7)$$

На множестве электродов плотности зарядов неизвестны, однако на этом множестве известно значение потенциала, т. е.

$$\varphi(x, 0) = V(x) = V_i, \quad a_i < x < b_i \quad (i = 1, 2, \dots, N) \quad (1.8)$$

Используя (1.6)–(1.8), получим интегральное уравнение для определения функции $\sigma(x)$ на множестве электродов E :

$$V(x) = \int_E \sigma(t) K^*(t, x) dt, \quad x \in E \quad (1.9)$$

Ядро уравнения (1.9) определяется формулой

$$K^*(t, x) = \frac{2(e_{31} + e_{15}) \Gamma_0}{\pi c_{11} \mathfrak{D}_{33}} \int_0^{\infty} \frac{R_1(p) \sigma(t) \sin(pt) \sin(px)}{(R_2(p) + \mathfrak{D}_0 R_1(p)) p} dp \quad (1.10)$$

причем интеграл понимается в смысле главного значения.

2. Можно показать, что ядро (1.10) преобразуется к виду

$$K^*(t, x) = \frac{(e_{31} + e_{15}) \Gamma_0}{\pi c_{11} \Theta_{33}} \frac{R_1^\infty}{R_2^\infty + \Theta_0 R_1^\infty} \left[\ln \left| \frac{t+x}{t-x} \right| + K(t, x) \right]$$

$$K(t, x) = 2 \int_0^\infty \frac{(R_2^\infty R_1(p) - R_1^\infty R_2(p)) \sin(pt) \sin(px)}{R_1^\infty (R_2(p) + \Theta_0 R_1(p)) p} dp \quad (2.1)$$

Определяя Γ_0 соотношением $\Gamma_0 = \pi V_0 \Theta_{33} L^{-1} R_1^\infty (R_2^\infty + \Theta_0 R_1^\infty)^{-1}$ и учитывая (2.1), преобразуем (1.9) к системе сингулярных интегральных уравнений

$$\sum_{k=1}^N \int_{a_k}^{b_k} \sigma_k(t) \ln \left| \frac{t+x}{t-x} \right| dt + \sum_{k=1}^N \int_{a_k}^{b_k} \sigma_k(t) K(t, x) dt = v_i \quad (2.2)$$

где $\sigma_k(t)$ — неизвестная функция, пропорциональная плотности зарядов на электроде, $v_i = V_i / V_1$. Заменой переменных при помощи соотношений $t = (b_k - a_k) \tau / 2 + (b_k + a_k) / 2 = \xi_{k1} \tau + \xi_{k2}$, $x = (b_k - a_k) \eta / 2 + (b_k + a_k) / 2 = \xi_{k1} \eta + \xi_{k2}$ преобразуем систему (2.2) к виду

$$\sum_{k=1}^N \xi_{k1} \int_{-1}^1 \sigma_k^*(\tau) \ln \left| \frac{\xi_{k1} \tau + \xi_{k2} + \xi_{i1} \eta + \xi_{i2}}{\xi_{k1} \tau + \xi_{k2} - \xi_{i1} \eta - \xi_{i2}} \right| d\tau +$$

$$+ \sum_{k=1}^N \xi_{k1} \int_{-1}^1 \sigma_k^*(\tau) K^{(k,i)}(\tau, \eta) d\tau = v_i \quad (i = 1, 2, \dots, N) \quad (2.3)$$

$$\sigma_k^*(\tau) = \sigma_k(\xi_{k1} \tau + \xi_{k2}), \quad K^{(k,i)}(\tau, \eta) = K(\xi_{k1} \tau + \xi_{k2}, \xi_{i1} \eta + \xi_{i2})$$

Представим решение системы (2.3) в форме ряда по полиномам Чебышева первого рода

$$\sigma_k^*(\tau) = (1 - \tau^2)^{-1/2} \sum_{n=0}^{\infty} \alpha_n^{(k)} T_n(\tau) \quad (k = 1, 2, \dots, N) \quad (2.4)$$

Дальнейшее выполнение процедуры Бубнова — Галеркина приводит к N системам бесконечных систем уравнений.

$$\sum_{k=1}^N \xi_{k1} \sum_{n=0}^{\infty} \alpha_n^{(k)} (\alpha_{ns}^{(k,i)} + \gamma_{ns}^{(k,i)}) = v_i \delta_s \quad (s = 0, 1, 2, \dots, i = 1, 2, \dots, N) \quad (2.5)$$

Коэффициенты системы (2.5) определяются соотношениями

$$\alpha_{ns}^{(k,i)} = \left(\frac{2}{\pi^2} \right) \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 \frac{T_n(\tau) T_s(\eta) d\tau d\eta}{((1 - \tau^2)(1 - \eta^2))^{1/2}} \times$$

$$\times \ln \left| \frac{(b_k - a_k) \tau + (b_i - a_i) \eta + (b_k + a_k) + (b_i + a_i)}{(b_k - a_k) \tau - (b_i - a_i) \eta + (b_k + a_k) - (b_i + a_i)} \right|$$

$$\gamma_{ns}^{(k,i)} = \int_0^\infty \frac{(R_2^\infty R_1(p) - R_1^\infty R_2(p))}{R_1^\infty (R_2(p) + \Theta_0 R_1(p)) p} S_n \left(p \frac{b_k + a_k}{2} \right) S_s \left(p \frac{b_i + a_i}{2} \right) \times$$

$$\times J_n \left(p \frac{b_k - a_k}{2} \right) J_s \left(p \frac{b_i - a_i}{2} \right) dp, \quad \delta_s = \left(\frac{2}{\pi} \right) \delta_s^0$$

Для коэффициентов системы (2.5) верны соотношения симметрии

$$\alpha_{ns}^{(k,i)} = \alpha_{sn}^{(i,k)} = \alpha_{ns}^{(i,k)} = \alpha_{sn}^{(k,i)}, \quad \gamma_{ns}^{(k,i)} = \gamma_{sn}^{(i,k)} = \gamma_{ns}^{(i,k)} = \gamma_{sn}^{(k,i)}$$

Связь между функцией $U_0(p)$ и плотностями зарядов на электродах определяется формулой

$$U_0(p) = \frac{\pi V_1 (e_{31} + e_{15}) (R_2^\infty + \mathfrak{E}_0 R_1^\infty)}{C_{11} L R_1^\infty (R_2(p) + \mathfrak{E}_0 R_1(p)) p} \sum_{k=1}^N \xi_{kl} \times$$

$$\times \sum_{n=0}^{\infty} a_n^{(k)} S_n \left(p \frac{b_k + a_k}{2} \right) J_n \left(p \frac{b_k - a_k}{2} \right) \quad (2.6)$$

где $S_n(\cdot) = [(1 - (-1)^{(n-1)/2}) \cos(\cdot) + (1 + (-1)^{n/2}) \sin(\cdot)]$, $J_n(\cdot)$ — функция Бесселя первого рода n -го порядка.

3. Соотношения (1.1), (1.2) совместно с (2.6) позволяют выразить амплитуды перемещений и потенциалов электрических полей через решение бесконечных систем (2.5). Учитывая вклады полюсов при интегрировании соотношений (1.1), (1.2), получим следующие выражения для характеристик волны Релея, распространяющейся в положительном направлении оси x :

$$u_R(x, z, t) = -iN^* U_R(z) Q_R(v_R) \exp(i\omega(x - V_R t)/V_R)$$

$$w_R(x, z, t) = -N^* W_R(z) Q_R(v_R) \exp(i\omega(x - V_R t)/V_R) \quad (3.1)$$

$$\varphi_R(x, z, t) = -N^* \Phi_R(z) Q_R(v_R) \exp(i\omega(x - V_R t)/V_R)$$

$$\bar{\varphi}_R(x, z, t) = -N^* \bar{\Phi}_R(z) Q_R(v_R) \exp(i\omega(x - V_R t)/V_R)$$

$$N^* = \frac{\pi V_1 (e_{31} + e_{15}) R_2^\infty + \mathfrak{E}_0 R_1^\infty}{c_{11} L R_1^\infty}$$

$$Q_R(v_R) = \sum_{k=1}^N \xi_{kl} \sum_{n=0}^{\infty} a_n^{(k)} S_n \left(\pi \frac{b_k + a_k}{\lambda_R} \right) J_n \left(\pi \frac{b_k - a_k}{\lambda_R} \right) \times$$

$$\times [(R_2'(v_R) + \mathfrak{E}_0 R_1'(v_R)) v_R]^{-1}$$

$$U_R(z) = \sum_{j=1}^3 \alpha_j(v_R) e_j(z), \quad W_R(z) = \sum_{j=1}^3 \beta_j(v_R) e_j(z), \quad \Phi_R(z) = \sum_{j=1}^3 \gamma_j(v_R) e_j(z)$$

$$\bar{\Phi}_R(z) = \sum_{j=1}^3 \bar{\gamma}_j(v_R) \Delta_j(v_R) \exp(2\pi z/\lambda_R), \quad e_j(z) = \Delta_j \exp(2\pi \lambda_j z/\lambda_R)$$

Можно показать, что переносимая волной Релея энергия пропорциональна параметру $|Q_R(v_R)|^2$.

Распределение скачка плотности зарядов на электродах определяется формулой

$$S_k(x) = \Gamma_0 \sigma_k(x) = \frac{2\pi V_1 \mathfrak{E}_{33} R_2^\infty + \mathfrak{E}_0 R_1^\infty}{(b_1 - a_1) R_1^\infty} \frac{(b_k - a_k)/2}{((b_k - x)(x - a_k))^{1/2}} \times$$

$$\times \sum_{n=0}^{\infty} a_n^{(k)} T_n \left(\frac{2x - b_k - a_k}{b_k - a_k} \right), \quad k = 1, 2, \dots, N, \quad a_k < x < b_k$$

и поэтому суммарный заряд электрода будет

$$S_q^{(k)}(t) = \frac{b_k - a_k}{b_1 - a_1} \pi^2 V_1 e^{-i\omega t} \mathfrak{E}_{33} \frac{R_2^\infty + \mathfrak{E}_0 R_1^\infty}{R_1^\infty} a_0^{(k)} \quad (3.2)$$

Придадим формуле (3.2) вид, позволяющий учитывать способ подключения пьезоэлектрика во внешнюю электрическую цепь. Для этого представим решение системы (2.5) в форме

$$a_n^{(k)} = \sum_{r=1}^N (V_r/V_1) a_{nr}^{(k)}$$

где $a_{nr}^{(k)}$ — решения систем вида (2.5), у которых в правой части уравнения с номером r произведена замена V_r ($r = 1, 2, \dots, N$) на единицу, а в остальных уравнениях правые части равны нулю. Тогда формулу (3.2) можно представить в виде

$$S_q^{(k)}(t) = \frac{b_k - a_k}{b_1 - a_1} \pi^2 \mathfrak{E}_{33} \frac{R_2^\infty + \mathfrak{E}_0 R_1^\infty}{R_1^\infty} \sum_{r=1}^N V_r e^{-i\omega t} a_{0r}^{(k)}$$

Тогда выражение для тока смещения на электроде будет иметь вид

$$I_q^{(k)}(t) = i\omega \frac{b_k - a_k}{b_1 - a_1} \pi^2 \mathfrak{E}_{33} \frac{R_2^\infty + \mathfrak{E}_0 R_1^\infty}{R_1^\infty} \sum_{r=1}^N V_r e^{-i\omega t} a_{0r}^{(k)}$$

В том случае, когда колебания возбуждаются генератором тока, значения потенциалов на электродах неизвестны и должны быть определены исходя из конкретного подключения пьезоэлектрика во внешнюю цепь. В частном случае, когда на каждом электроде задан ток $i_0^{(k)}(t) = I_0 \exp(-i\omega t)$, значения потенциалов на электродах определяются решением следующей системы уравнений:

$$i_0^{(k)} = i\omega \frac{b_k - a_k}{b_1 - a_1} \pi^2 \mathfrak{E}_{33} \frac{R_2^\infty + \mathfrak{E}_0 R_1^\infty}{R_1^\infty} \sum_{r=1}^N V_r a_{0r}^{(k)}$$

4. Рассмотрим частный случай преобразователя, у которого ширина всех электродов и расстояния между ними одинаковы и равны соответственно $b_k - a_k = d$, $a_{k+1} - b_k = D$, $a_1 = D/2$. Коэффициенты системы (2.5) в этом случае примут форму

$$\alpha_{ns}^{(i,i)} = 2 \ln \left(2 \frac{4i(d+D) - 2D}{d} \right) \delta_{ns}^0 + \sum_{r=1}^{\infty} (\delta_{ns}^0 / r) +$$

$$+ 2 \sum_{r=1}^{\infty} (-1)^{r+1} \left[\frac{4i(d+D) - 2D}{d} \right]^r \frac{(r-1)!}{2^{2r}} \sum_{q=0}^{r-1} \sum_{f=0}^{r-q} \frac{\delta_{|n+s-q-2f|}^0}{(r-q-f)! f!} \sum_{j=0}^q \frac{\delta_{|s+q-2j|}^0}{(q-j)! j!}$$

$$\alpha_{ns}^{(k,i)} = 2 \ln \left(2 \frac{2(k+i)(d+D) - 2D}{2(k-i)(d+D)} \right) \delta_{ns}^0 + 2 \sum_{r=1}^{\infty} (-1)^r \frac{(r-1)!}{4^r} \times$$

$$\times \left\{ \left[\frac{2(k+i)(d+D) - 2D}{d} \right]^{-r} \sum_{q=0}^r \sum_{f=0}^{r-q} \frac{\delta_{|n+s-q-2f|}^0}{(r-q-f)! f!} \sum_{j=0}^q \frac{\delta_{|s+q-2j|}^0}{(q-j)! j!} - \right.$$

$$\left. - \left[\frac{2(k-i)(d+D)}{d} \right]^{-r} \sum_{q=0}^r (-1)^q \sum_{f=0}^{r-q} \frac{\delta_{|n+s-q-2f|}^0}{(r-q-f)! f!} \sum_{j=0}^q \frac{\delta_{|s+q-2j|}^0}{(q-j)! j!} \right\}$$

$$\gamma_{ns}^{(k,i)} = \text{V.p.} \int_0^\infty \frac{(R_2^\infty R_1(\eta) - R_1^\infty R_2(\eta))}{R_1^\infty (R_2(\eta) + \mathfrak{E}_0 R_1(\eta)) \eta} S_n(\eta/a_i) S_s(\eta/a_k) J_n(\eta) J_s(\eta) d\eta -$$

$$- \pi i \frac{(R_2^\infty R_1(v_R) - R_1^\infty R_2(v_R))}{R_1^\infty (R_2'(v_R) + \mathfrak{E}_0 R_1'(v_R)) \eta} S_n\left(\frac{\pi d}{a_k \lambda_R}\right) S_s\left(\frac{\pi d}{a_k \lambda_R}\right) J_n\left(\frac{\pi d}{\lambda_R}\right) J_s\left(\frac{\pi d}{\lambda_R}\right)$$

$$\delta_s = (2/\pi) \delta_s^0, \quad \xi_{k1} = 1, \quad a_k = d/(2k(d+D) - d)$$

где ряды сходятся достаточно быстро, так что для получения разумной точности можно сохранять несколько первых членов, а вычисление интегрального слагаемого требует достаточно больших затрат машинного времени, что ограничивает применение изложенного метода для многоэлектродных структур.

Предложенный алгоритм решения реализован на ЭВМ. В качестве примера на фиг. 2 представлена зависимость параметра $|Q_R(v_R)|^2$ для полупространства

$a_s^{(k)}$	Re	Im	Re	Im
$a_0^{(1)}$	0,331337	-0,009879	0,331353	-0,00980
$a_1^{(1)}$	-0,005563	-0,003242	-0,005563	-0,003242
$a_2^{(1)}$	-0,084709	0,006214	-0,084675	0,006214
$a_3^{(1)}$	0,001547	0,000337	0,0001538	0,000337
$a_4^{(1)}$	—	—	0,006263	-0,000215
$a_5^{(1)}$	—	—	-0,000279	-0,000017
$a_0^{(2)}$	-0,288322	-0,000928	-0,288338	-0,000928
$a_1^{(2)}$	-0,158242	0,011176	-0,158247	0,011176
$a_2^{(2)}$	0,085861	-0,000304	0,085816	-0,000303
$a_3^{(2)}$	0,004969	0,000264	0,004963	0,000265
$a_4^{(2)}$	—	—	-0,007079	0,000160
$a_5^{(2)}$	—	—	-0,000286	-0,000011

из сульфида кадмия с четырьмя эквидистантными электродами одинаковой ширины и потенциалами $+V_1, -V_1, +V_1, -V_1$ при $d/\lambda_x = 0,198$ в зависимости от параметра D/λ_x . Расчеты проводились при $\lambda_x = 1$ мм; при решении системы (2.5) выбиралось $n = s = 3$ (первая строка таблицы). Характер сходимости решения системы (2.5) представлен вторыми двумя столбцами таблицы при $\lambda_x = 0,196$, $D/\lambda_x = 0,5$, $s = n = 5$.

В том случае, когда конечная система возбуждающих электродов является периодической и содержит достаточно большое число электродов, для сокращения затрат машинного времени может быть использован более эффективный приближенный метод.

Пусть N_p — число внутренних электродов, на которых скачок плотности зарядов задается исходя из решения периодической задачи, E_p — объединение внутренних электродов, а $E^* = E/E_p$ — множество краевых электродов, на которых скачок плотности зарядов неизвестен, но известно значение потенциала, т. е. $\varphi(x, 0) = V(x)$, $x \in E^*$. В силу этого уравнение (1.9), решение которого можно построить аналогично предыдущему, представится в форме

$$V(x) = \int_{E^*} \sigma(t) K^*(t, x) dt + F^*(x), \quad F^*(x) = \int_{E_p} \sigma^*(t) K^*(t, x) dt \quad (x \in E^*)$$

где $\sigma^*(t)$ — скачок плотности зарядов, определяемый из решения периодической задачи.

Работа выполнена при поддержке Международного фонда INTAS.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Балакирев М. К., Гилинский И. А. Волны в пьезокристаллах. Новосибирск: Наука, 1982. 239 с.
2. Бирюков С. В. Расчет электродных преобразований поверхностных волн в пьезоэлектриках // Ж. техн. физики. 1980. Т. 50. № 8. С. 1655—1662.
3. Бирюков С. В., Горышник Л. Л. Теория взаимодействия поверхностных волн в пьезоэлектриках с электродными структурами // Ж. техн. физики. 1980. Т. 50. № 8. С. 1647—1654.
4. Бирюков С. В., Горышник Л. Л. Самосогласованный расчет электродных преобразований поверхностных волн // Ж. техн. физики. 1982. Т. 52. № 6. С. 1057—1064.
5. Горышник Л. Л., Кондратьев С. Н. Возбуждение поверхностных электроакустических волн электродными преобразователями // Радиотехника и электроника. 1974. Т. 19. № 8. С. 1719—1728.

6. Горышник Л. Л., Кондратьев С. Н. Теория электродных преобразователей упругих поверхностных волн с пьезоэлектриках//Радиотехника и электроника. 1978. Т. 23. № 1. С. 151—159.
7. Горышник Л. Л., Кондратьев С. Н. Расчет электродных преобразователей поверхностных волн//Радиотехника и электроника. 1978. Т. 23. № 1. С. 160—166.
8. Дьелсан Э., Руайе Д. Упругие волны в твердых телах. Применение для обработки сигналов. М.: Наука, 1982. 424 с.
9. Kudryavtsev B. A., Parton V. Z., Senik N. A. Mechanics of piezoelectric materials//Applied Mechanics: Soviet Reviews. Electromagnetoelasticity. Vol. 2, Hemisphere Publ. Corp., 1990. P. 1—58.
10. Сенник Н. А. Волны Релея в пьезоэлектрическом полупространстве с парой поверхностных электродов//Изв. АН СССР. МТТ. 1992. № 4. С. 106—115.

Греция, Москва

Поступила в редакцию
6.VI.1994