

01; 05; 08

© 1991

ПОПЕРЕЧНЫЕ ВОЛНЫ, ПРИСОЕДИНЕННЫЕ
К ДВИЖУЩЕМУСЯ ПОЛОСОВОМУ ДОМЕНУ
В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКОМ КРИСТАЛЛЕ

Л.М. Л я м ш е в, Н.С. Ш е в я х о в

Как известно [1], в основе действия управляемых устройств обработки информации на акустических волнах могут лежать регулируемые изменения доменной структуры сегнетоэлектриков, в которых доменные границы (ДГ) играют роль волноводов. До сих пор рассматривалось распространение акустических волн вдоль статичных (неподвижных), уединенных [2, 3], или формирующих полосовой домен [4] 180-градусных доменных стенок. Ниже впервые предпринимается попытка на примере равномерно движущегося полосового домена обсудить влияние движения ДГ в сегнетоэлектрике на распространение акустических волн. Это актуально как в связи с оценкой дополнительных возможностей аналоговой обработки сигналов в процессе „переключения“ доменной структуры кристалла, так и для прогнозирования нештатного поведения управляемого функционального устройства при потере устойчивости доменной структуры.

Примем, что 180-градусные ДГ полосового домена лежат в плоскости (010) сегнетоэлектрика класса 4mm и в связанной с ним лабораторной системе отсчета $xOyz$ с осью $z \parallel 4$ имеют координаты $y_1 = v_D t + d$, $y_2 = v_D t$, где v_D - скорость движения ДГ, t - время, d - толщина полосового домена. Толщину доменных стенок подразумеваем достаточно малой для того, чтобы, как это принято (см. [2-4]), рассматривать их в качестве бесструктурно-тонких границ двойникования пьезокристалла с рабочим пьезомодулем $e_{15} = -\beta$ при $y < y_2$, $y > y_1$; $e_{15} = \beta$ при $y_2 < y < y_1$. Уподобляя, таким образом, сегнетоэлектрик пьезокристаллу, для поперечных волн с упругими смещениями \vec{u} , $\vec{u}_j \parallel z$ имеем в качестве исходных уравнения

$$\lambda^* \nabla^2 u = \rho \ddot{u}, \quad \varphi = \frac{\beta}{\varepsilon} u + \Phi, \quad \nabla^2 \Phi = 0, \quad (1)$$

$$\lambda^* \nabla^2 u_j = \rho \ddot{u}_j, \quad \varphi_j = -\frac{\beta}{\varepsilon} u_j + \Phi_j, \quad \nabla^2 \Phi_j = 0. \quad (2)$$

Здесь $\nabla^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ - оператор Лапласа, $\lambda^* = \lambda + \beta^2/\varepsilon$, λ , ε и ρ - модуль сдвига, диэлектрическая проницаемость и плотность сегнетоэлектрика, $j=1$ ($y > y_1$) и $j=2$ ($y < y_2$) - номера областей сегнетоэлектрика, разделенных полосовым доменом.

Уравнения (1), (2) рассматриваем совместно с граничными, при $y = y_j$, $y_j = V_D t + (2-j)d$, $j=1, 2$ условиями

$$\varphi = \varphi_j, \quad u = u_j,$$

$$\lambda \frac{\partial u}{\partial y} + \beta \frac{\partial \varphi}{\partial y} = \lambda \frac{\partial u_j}{\partial y} - \beta \frac{\partial \varphi_j}{\partial y}, \quad (3)$$

$$-\varepsilon \frac{\partial \varphi}{\partial y} + \beta \frac{\partial u}{\partial y} = -\varepsilon \frac{\partial \varphi_j}{\partial y} - \beta \frac{\partial u_j}{\partial y},$$

которые выражают общепринятые требования непрерывности электрических потенциалов φ , φ_j , упругих смещений, сдвиговых напряжений T_{yz} и компоненты D_y электрической индукции на доменных стенках. В случае возбуждения акустических волн гармоническим виртуальным источником решение уравнений (1), (2) представим в виде

$$u = e^{ikx} (V e^{-i\omega' t} e^{i\varphi' y} + W e^{-i\omega'' t} e^{-i\varphi'' y}),$$

$$u_1 = U_1 e^{-i\omega' t} e^{ikx} e^{i\varphi' y}, \quad u_2 = U_2 e^{-i\omega'' t} e^{ikx} e^{-i\varphi'' y}, \quad (4)$$

$$\varphi = e^{i(kx - \omega t)} [A e^{k(y-y_1)} + B e^{-k(y-y_1)}],$$

$$\varphi_1 = C e^{i(kx - \omega t)} e^{-k(y-y_1)}, \quad \varphi_2 = D e^{i(kx - \omega t)} e^{k(y-y_2)},$$

где $\varphi' = (\omega'^2 c_t^2 - k^2)^{1/2}$, $\varphi'' = (\omega''^2 c_t^2 - k^2)^{1/2}$, $c_t = (\lambda^* / \rho)^{1/2}$ — скорость поперечных волн в сегнетоэлектрике, k — проекция волнового вектора поперечных волн на ДГ.

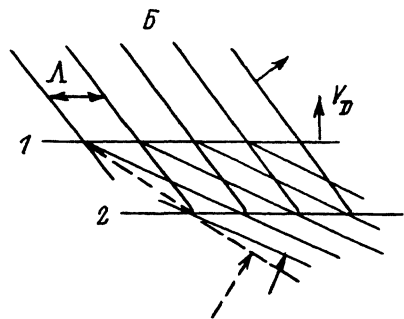
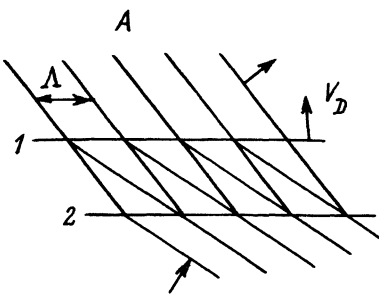
Величины ω' , ω'' представляют собой частоты колебаний в поперечных волнах, доплеровски сдвинутые относительно частоты ω виртуального источника из-за отражений от надвигающейся (нижней) и удаляющейся (верхней) ДГ полосового домена. При этом ввиду потребности удовлетворить граничным условиям (3) имеет место связь

$$\omega \equiv \omega' - V_D \varphi' = \omega'' + V_D \varphi''. \quad (5)$$

Требование разрешимости однородной системы уравнений, образующейся при подстановке (4) в (3), дает

$$\frac{\chi^2}{\omega_+^2} kd = \frac{2 - 2e^{-kd} \cos \omega_+ \cos \omega_- + \frac{\omega_-}{\omega_+} \cos 2\omega_+}{(1 - e^{-2kd}) \sin 2\omega_+}, \quad (6)$$

$$\cos 2\omega_+ = 1, \quad (7a)$$



Схематическая картина присоединенных поперечных волн с одинаковым пространственным периодом $\Lambda = 2\pi/k$ вдоль доменных стенок 1, 2, отличающихся наклоном волновых фронтов для поперечных волн, присоединяемых полосовым доменом снизу. Штриховой линией (см. рисунок, Б) показано положение волнового фронта для случая, изображенного на рисунке, А. Стрелками изображены волновые векторы присоединенных волн.

$$[2 - 2e^{-kd} \cos \omega_+ \cos \omega_- + \frac{\omega_-}{\omega_+} \cos 2\omega_+] =$$

$$= (1 + \cos 2\omega_+) (1 - e^{-2kd}) (2 - \frac{\omega_-}{\omega_+}). \quad (76)$$

В выражениях (6), (7) $\omega_{\pm} = \frac{1}{2} (q' \pm q'') d$, $\mathcal{K}^2 = \beta^2 / \epsilon \lambda^*$ - квадрат коэффициента электромеханической связи сегнетоэлектрика.

Уравнение (6) рассматривается совместно с одним из уравнений (7). Дополнительно на основании (5) учитывается соотношение

$$\sqrt{(kd)^2 + (\omega_+ + \omega_-)^2} - \sqrt{(kd)^2 + (\omega_+ - \omega_-)^2} = 2 \frac{V_D}{c_4} \omega_+. \quad (8)$$

Единственное решение уравнений (7а), (8) $\omega_+ = 0$ удовлетворяет уравнению (6) только в асимптотическом пределе коротких длин волн $kd \rightarrow \infty$, когда индуцируемые акустическими волнами поляризационные колебания доменных стенок развязываются в полосовом домене по электрической стороне. При этом либо $q' = q'' \equiv 0$, либо $q' = -q'' \equiv q$. В первом случае поперечная волна распространяется строго вдоль индивидуализировавшихся ДГ без изменения частоты. Во втором случае, как видно из (4), поперечная волна пересекает ДГ под углом $\gamma = \arctg(q/k)$ и распространяется с приращенной частотой ω' в сторону движения доменной стенки. Такая волна сцепляется с движущейся ДГ посредством индуцируемых ею на ДГ поляризационных зарядов, как бы присоединяясь к доменной стенке [5, 6].

Для $V_D/c_t > 0$ решение уравнений (6), (76), (8) существует на ветвях $\pi m < |\omega_+| < \pi(m+1)$, $m=0, 1, 2, \dots$ функции $\text{ctg } \omega_+$, если $\omega_+ < 0$, а $\omega_- > |\omega_+|$. Это равносильно условиям: $q'd > 0$, $q''d < 0$, согласно которым полосовой домен подобно уединенной доменной стенке способен увлекать в своем движении (присоединять) поперечную волну. Важно заметить, что присоединенная к полосовому домену поперечная волна не является простой гармоникой, а имеет дискретный пространственный спектр. Так, в первом порядке возмущения по малому параметру $V_D/c_t \ll 1$ из уравнений (6), (76), (8) в представлении $\omega_+ = -(\pi m + \alpha)$, $\alpha \ll 1$, $m \geq 2$ ($m=2, 3, 4, \dots$) имеем для продольных составляющих волнового вектора присоединенной волны в качестве разрешенных значений

$$(kd)_m \approx \frac{2}{3} \mathcal{K}^{-2} \left[1 + \frac{2\pi m}{3} \mathcal{K}^2 (V_D/c_t)^{-1} \right].$$

Дискретность пространственного спектра мод присоединенных поперечных волн в случае движущегося полосового домена можно объяснить тем, что сопрягаемые в полосовом домене волновые поля при заданной пространственной периодичности возмущений на доменных стенках способны реализоваться, как иллюстрирует наглядно схематическая картина волновых фронтов, показанных линиями на рисунке, А, Б, лишь при дискретном наборе наклонов волновых фронтов. Таким образом, для отдельной моды движущийся полосовой домен не только „присоединяет“ поперечную волну, но и рефрагирует ее соответствующим образом.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] А л е к с е е в А.Н. В кн.: Управляемые акустоэлектронные устройства обработки аналоговых сигналов / Ред. В.М. Плужников. М.: Энергоатомиздат, 1985. С. 13-27.
- [2] К е с с е н и х Г.Г., Л ю б и м о в В.Н., С а н н и к о в Д.Г. // Кристаллография. 1972. Т. 17. № 3. С. 591-594.
- [3] M a e r f e l d С., T o u r n o i s Р. // Appl. Phys. Lett. 1971. V. 19. N 4. P. 117-118.
- [4] Л ю б и м о в В.Н., С а н н и к о в Д.Г. // Кристаллография. 1979. Т. 24. № 1. С. 5-10.
- [5] Л я м ш е в Л.М., Ш е в я х о в Н.С. В кн.: Матер. конф. „Акустоэлектронные устройства обработки информации на поверхностных акустических волнах“. Черкассы. М.: ВИНТИ. 1990. С. 44-45.
- [6] Ш е в я х о в Н.С. // Акустический журнал. 1990. Т. 36. № 1. С. 160-165.

Поступило в Редакцию
2 мая 1991 г.