АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 1999, том 45, № 4, с. 570–571

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 534.22

ОБ ЭЛЕКТРОЗВУКОВОЙ ВОЛНЕ НА ДВИЖУЩЕЙСЯ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЕ

© 1999 г. Н. С. Шевяхов

Институт радиотехники и электроники РАН, Ульяновский филиал
432011 Ульяновск, ул. Гончарова 48
E-mail: ufire@mv.ru

Поступила в редакцию 8.09.98 г.

Поверхностные акустические волны на стационарных (фиксированных) границах представляют собой традиционный предмет исследования [1], интерес к которому продолжает сохраняться (см., например, [2, 3]). В противоположность этому такие волны на перемещающихся границах, например, на межфазных границах кристаллов в неравновесных условиях или неоднородностях в виде бегущего по среде скачка параметра (резкий фронт подсветки фотополупроводника, граница области интенсивного лазерного "зайчика" и т.д.) до сих пор не исследовались. Данная проблема, между тем, представляется интересной как в связи с перспективами изучения процессов перестройки гетерофазных структур кристаллов волновыми методами, так и наметившейся тенденцией разработки регулируемых (адаптивных) устройств на основе акустодоменного взаимодействия [4]. Немаловажно здесь то обстоятельство, что скорость перемещения межфазных границ в кристаллах обычно вполне сопоставима со скоростью распространения поверхностных акустических волн.

Остановимся в своем выборе на электрозвуковых поверхностных волнах [5, 6], способных, как известно [7], достаточно эффективно удерживаться межфазными границами в виде пьезоэлектрических двойников или 180-градусных доменных границ (ДГ) сегнетоэлектрических кристаллов.

Рассмотрим в лабораторной (кристаллографической) системе отсчета $x0yz$ тетрагональный сегнетоэлектрик класса $4mm$ с уединенной 180-градусной ДГ, движущейся в заданном режиме с постоянной скоростью $\mathbf{V}_D \| y$. Чтобы исключить возможные процессы структурной перестройки ДГ в ходе смещения, будем полагать, что кристалл находится вдали от фазового перехода, а скорости V_D не очень близки к звуковому черенковскому пределу. В практически интересном диапазоне частот $\omega < 10^{10}$ с$^{-1}$ обычно хорошо выполняется условие малой волновой толщины ДГ. Поэтому в дальнейшем рассматриваем ее как бесструктурную и геометрически тонкую, с текущей координатой $y_D = V_D t$, где t – время.

Принятые допущения позволяют представить сегнетоэлектрик как пьезокристалл, двойникующийся по плоскости $y = y_D$. Антипараллельная ориентация полярных направлений 4 в доменах вдоль оси z выразится изменением знака пьезомодуля на ДГ; в остальном различия между доменами отсутствуют.

Для построения собственного решения в виде сдвиговых волн со смещениями $\mathbf{u}_\nu \| z$, распространяющимися вдоль ДГ в плоскости $x0y$, требуется перейти в систему покоя ДГ $\tilde{x}0\tilde{y}\tilde{z}$. В ней ДГ выглядит неподвижной, тогда как кристалл предстает как среда, подвергаемая, как целое, непрерывному поперечному "сносу" со скоростью V_D в сторону, противоположную фактическому перемещению. Движение среды означает, вообще говоря, релятивистский характер решения. Однако ввиду очевидных ограничений $V_D/c \ll 1$, $c_t/c \ll 1$ (c – электродинамическая постоянная, c_t – скорость сдвиговых волн) можно пренебречь запаздыванием электрического поля и релятивистскими членами в формулах Минковского. Постулируя этим самым галилеевскую связь координат: $\tilde{x} = x$, $\tilde{y} = y - V_D t$, $\tilde{z} = z$, $\tilde{t} = t$ – абсолютное время, исходные для решения задачи уравнения [5–7] можно представить следующим образом

$$\left(\frac{\partial}{\partial \tilde{t}} - V_D \frac{\partial}{\partial \tilde{y}}\right)^2 u_\nu = c_t^2 \nabla^2 u_\nu, \quad \nabla^2 \Phi_\nu = 0. \qquad (1)$$

Здесь $\nu = 1$ при $\tilde{y} > 0$, $\nu = 2$ при $\tilde{y} < 0$, $\nabla^2 = \partial^2/\partial\tilde{x}^2 + \partial^2/\partial\tilde{y}^2$, Φ_ν – часть полного потенциала

$$\varphi_\nu = \frac{\beta_\nu}{\varepsilon} u_\nu + \Phi_\nu,$$

описывающая электростатические поля рассеяния, индуцированные с поверхности ДГ пьезополяризационными зарядами, $\beta_1 = -\beta_2 \equiv \beta$ – пьезомодуль, ε – диэлектрическая проницаемость.

Полагая в (1) u_ν, $\Phi_\nu \sim \exp[i(k\tilde{x} - \Omega\tilde{t})]$, с учетом ограниченности решения в областях $\tilde{y} > 0$, $\tilde{y} < 0$ получим

$$u_\nu = U_\nu e^{i(k\tilde{x}-\Omega\tilde{t})} e^{ip\tilde{y}} \exp[(-1)^\nu s\tilde{y}],$$
$$\Phi_\nu = F_\nu e^{i(k\tilde{x}-\Omega\tilde{t})} \exp[(-1)^\nu k\tilde{y}], \quad (2)$$

где k – волновое число, Ω – частота колебаний в системе покоя ДГ, а s и p определяются выражениями

$$p = \frac{\Omega}{c_t}\frac{V_D}{c_t}\left[1 - \frac{V_D^2}{c_t^2}\right]^{-1},$$
$$s = \left[k^2\left(1 - \frac{V_D^2}{c_t^2}\right) - \frac{\Omega^2}{c_t^2}\right]^{1/2}\left[1 - \frac{V_D^2}{c_t^2}\right]^{-1}. \quad (3)$$

Вместе с непрерывностью u_ν, φ_ν, на ДГ выполняются, также инвариантные к преобразованию Галилея, условия непрерывности сдвиговых напряжений и нормальных компонент электрической индукции. Естественно поэтому, что итогом подстановки в них (2) оказывается хорошо известное для электрозвуковых волн на стационарной ДГ [7] соотношение

$$s = \mathcal{K}^2 k, \quad (4)$$

где $\mathcal{K}^2 = \beta^2/\varepsilon(\lambda + \beta^2/\varepsilon)$ – квадрат коэффициента электромеханической связи, λ – модуль сдвига.

Настоящий результат показывает, что влияние смещения ДГ на электрозвуковую волну (2)–(4) обуславливается одним только изменением дисперсионных свойств среды вследствие ее поперечного "сноса". Особенно наглядно это демонстрируется в (2) появлением дополнительного фазового множителя $\exp(ip\tilde{y})$. Его действие придает электрозвуковой волне вид волны, подтекающей к ДГ при $\tilde{y} < 0$ и, наоборот, оттекающей от ДГ при $\tilde{y} > 0$ под углом $\alpha = \mathrm{arctg}(p/k)$ в сторону смещения ДГ. Связанный с этим поперечный энергетический поток призван компенсировать происходящий встречно перенос энергии средой из-за ее "сноса", чтобы обеспечить стационарность распространения электрозвуковой волны вдоль ДГ. Свойство граничной локализации колебаний при этом сохраняется.

Из формул (2)–(4) следует, что смещение ДГ снижает фазовую скорость v и способствует делокализации электрозвуковой волны. Как видно из формулы (3) для s, выполняется условие

$$k > \frac{\Omega}{c_t}\left(1 - \frac{V_D^2}{c_t^2}\right)^{-1/2}. \quad (5)$$

Неравенство (5) можно трактовать как условие "медленности" электрозвуковой волны на ДГ [7] $v < c_t$, модифицированное за счет поперечного "сноса" среды: $v < c_t(1 - V_D^2/c_t^2)^{1/2}$. Оно выполняется в интервале скоростей V_D, ограниченном сверху пределом черенковской устойчивости ДГ $V_D/c_t = 1$. Указанное обстоятельство свидетельствует о применимости полученного решения во всем интервале допустимых значений $0 < V_D/c_t < 1$.

Численные оценки показывают, что при скоростях $V_D/c_t < 0.3$ масштаб локализации электрозвуковой волны ДГ для кристаллов с высокой электромеханической связью $\mathcal{K}^2 \leq 0.5$ не превышает двух-трех длин волн. Таким образом осуществимость трансляционного переноса электрозвуковых волн движущимися по кристаллу ДГ, представляется вполне реальной, что интересно для приложений. Важно подчеркнуть, что перемещение ДГ не скажется при этом на качестве передаваемого сигнала, поскольку, как и в случае фиксированных границ, электрозвуковые волны не обладают частотной дисперсией.

Представленные выше результаты, разумеется, сохраняют силу, если рассмотрение вести в лабораторной системе отсчета. В этом случае требуется принять во внимание необходимость замены Ω частотой ω в лабораторной системе отсчета согласно формуле $\omega = \Omega/(1 - V_D^2/c_t^2)$.

Работа выполнена при поддержке ФЦП "Интеграция" № КО 179.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Бирюков С.В., Гуляев Ю.В., Крылов В.В., Плесский В.П.* Поверхностные акустические волны в неоднородных средах. М.: Наука, 1991. 415с.
2. *Briers R., Leroy O., Shkerdin G.* A liquid wedge as generating technique for Lamb and Rayleigh waves // Journ. Acoust. Soc. Amer. 1997. V. 102. № 4. P. 2117–2124.
3. *Wang Yue-Sheng, Zhang Zi-Mao.* Propagation of Love waves in a transversely isotropic fluid-saturated porous layered half-space // Journ. Acoust. Soc. Amer. 1998. V. 103. № 2. P. 695–701.
4. *Алексеев А.Н.* Акустодоменные взаимодействия в монокристаллах молибдата гадолиния и перспективы их технических применений // Изв. АН. Сер. физ. 1993. Т. 57. В. 6. С. 92–97.
5. *Bleustein J.L.* A new surface wave in piezoelectric materials // Appl. Phys. Lett. 1968. V. 13. № 12. P. 412–413.
6. *Гуляев Ю.В.* Поверхностные электрозвуковые волны в твердых телах // Письма в ЖЭТФ. 1969. Т. 9. В. 1. С. 63–65.
7. *Maerfeld C., Tournois P.* Pure shear elastic surface wave guided by the interface of the two semi-infinite media // Appl. Phys. Lett. 1971. V. 19. № 4. P. 117–121.