

УДК 534

© 1990 г.

Н. С. Шевяков

ОТРАЖЕНИЕ ПОПЕРЕЧНОЙ ВОЛНЫ ДВИЖУЩЕЙСЯ ДОМЕННОЙ СТЕНКОЙ В ТЕТРАГОНАЛЬНОМ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКЕ

На основе бесструктурной геометрической модели доменной границы рассмотрено отражение поперечной волны равномерно движущейся 180-градусной доменной стенкой в сегнетоэлектрике типа BaTiO_3 .

Взаимодействие акустических волн с доменными границами (ДГ) в сегнетоэлектриках интересно для акустической спектроскопии полидоменных образцов [1—4] и разработки на основе регулярных доменных структур управляемых электроакустических преобразователей поверхностных [5, 6] и объемных [7—9] волн или отражательных решеток [10]. Простейшая разновидность акустодоменного взаимодействия, заключающаяся в отражении акустических волн статическими (неподвижными) ДГ, уже рассматривалась в работах [11—14]. Эти результаты обобщаются ниже на случай равномерного движения доменных стенок в тетрагональных сегнетоэлектриках.

Ограничимся рассмотрением 180-градусных ДГ. Они лучше изучены, обладают сравнительно низкой устойчивостью к переполяризующим полям (последними легко вызвать требуемое контролируемое перемещение ДГ) и характеризуются в кристаллах типа BaTiO_3 толщиной в несколько постоянных решетки [15, 16]. Данное обстоятельство позволяет привлечь для описания доменных стенок на ультразвуковых частотах $\omega < 10^{10} \text{ с}^{-1}$ бесструктурную геометрическую модель, использовавшуюся ранее [11, 12]. Согласно [13, 14], при такой идеализации ДГ допускаемая погрешность решения рефракционной задачи существенна только для нормального падения.

Уславливаясь исключать нормальное падение (дополнительным основанием для этого является недостаточность квазистатического приближения при описании сопутствующих поляризационных колебаний в условиях нормального падения [17]), рассмотрим отражение поперечной монохроматической волны ДГ, движущейся равномерно в сегнетоэлектрике класса $4mm$ со скоростью V_D в кристаллографическом направлении $[010] \parallel y$. Упругие смещения в поперечной волне считаем коллинеарными полярной оси 4 ($4 \parallel z$, ось z совпадает с направлением 001) и плоскости (010) , в которой лежит ДГ. Общая картина рефракции волн на ДГ с текущей координатой $y_D = V_D t$ (t — время), показана схематически на рис. 1, а, где θ — угол падения.

В рамках принятой геометрической модели ДГ сегнетоэлектрик с уединенной 180-градусной доменной стенкой удобно рассматривать как двойникуюющийся пьезокристалл с антипараллельной ориентацией полярных направлений. В таком случае исходным уравнениям можно придать вид (см. [17])

$$\rho \ddot{u}_v = \lambda \Delta u_v + \beta_v \Delta \varphi_v, \quad \beta_v \Delta u_v = \varepsilon \Delta \varphi_v \quad (1)$$

где $v = 1, 2$ — номер частей пьезоэлектрического двойника, $\beta_1 = -\beta_2 \equiv \beta$ — пьезомодуль, λ — модуль сдвига, ε — диэлектрическая проницаемость, ρ — плотность, u_v — сдвиговое смещение, φ_v — электрический потенциал, $\Delta = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ — оператор Лапласа, x, y — координаты в плоскости (001) . Уравнения (1) дополним граничными условия-

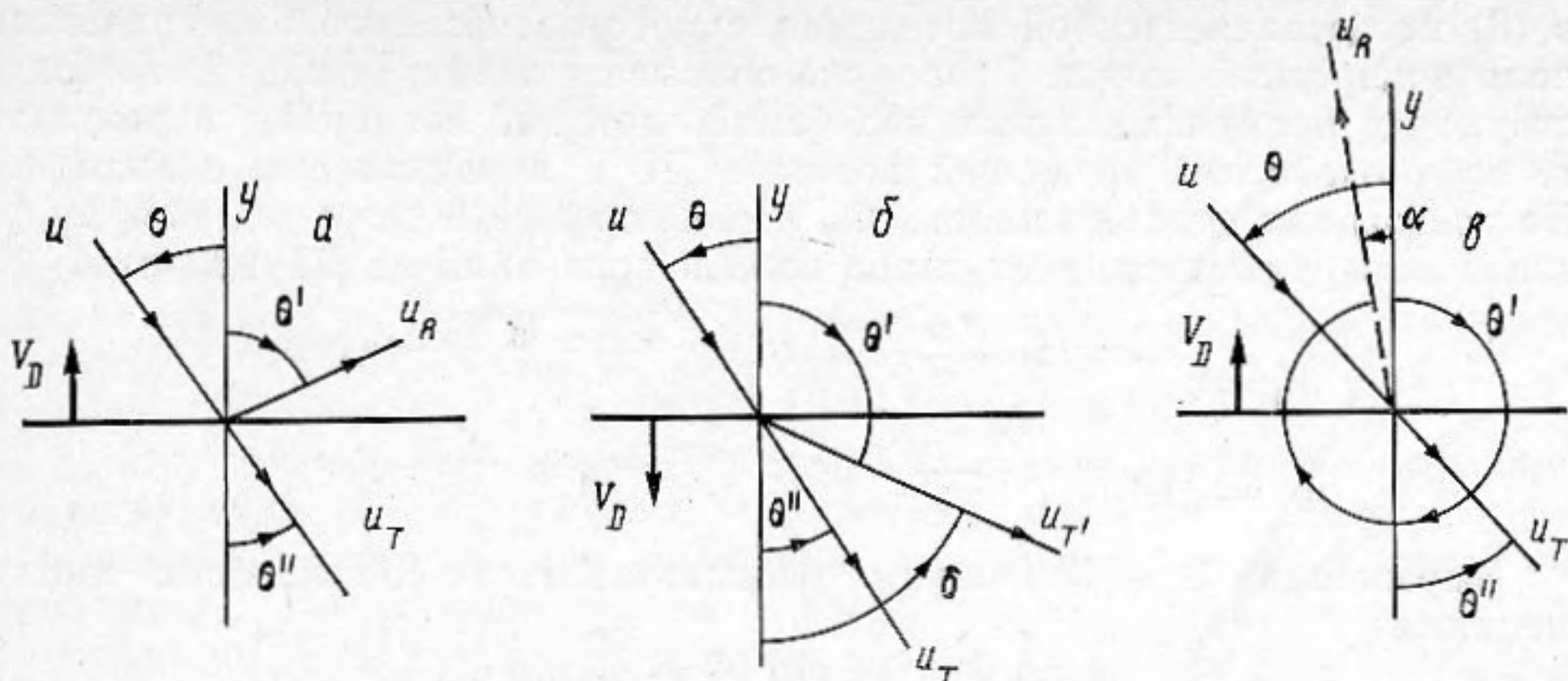


Рис. 1. Картина рефракции волн на движущейся ДГ: *a* — дозвуковой режим встречного ($\theta' < \theta$) или попутного ($\theta < \theta^*$, $\theta' > 0$) движения; *b* — двойное лучепреломление при $\theta^* < \theta < \theta^{**}$ в условиях дозвукового попутного движения ($\delta > 0$); *c* — отражение с обращением волнового фронта при встречном трансзвуковом движении ДГ: $\alpha = 2\pi - \theta'$

ми на доменной стенке, т. е. при $y = y_D$:

$$\begin{aligned} \Phi_1 &= \Phi_2, \quad u_1 = u_2, \\ -\varepsilon \frac{\partial \Phi_1}{\partial y} + \beta \frac{\partial u_1}{\partial y} &= -\varepsilon \frac{\partial \Phi_2}{\partial y} - \beta \frac{\partial u_2}{\partial y}, \\ \lambda \frac{\partial u_1}{\partial y} + \beta \frac{\partial \Phi_1}{\partial y} &= \lambda \frac{\partial u_2}{\partial y} - \beta \frac{\partial \Phi_2}{\partial y}. \end{aligned} \quad (2)$$

В пренебрежении релятивистскими (порядка $V_D/c \ll 1$, c — электродинамическая постоянная) эффектами они выражают стандартное требование непрерывности потенциалов, сдвиговых смещений и напряжений, а также нормальных компонент электрической индукции.

По характеру формулировки настоящая граничная задача относится к классу задач с распространением фронта возмущения (волны параметра) в покоящейся среде, которые рассматривались ранее в электродинамике и физике плазмы [18, 19]. Если падающую волну представить в виде

$$u = U e^{i\omega \left[\frac{1}{v} (x \sin \theta - y \cos \theta) - t \right]}, \quad (3)$$

то, следуя методу кинематических инвариантов [18] для отраженной u_R и прошедшей u_T волны, напомним согласно (1) и принципа излучения выражения

$$u_R = R U e^{i\omega' \left[\frac{1}{v} (x \sin \theta' + y \cos \theta') - t \right]}, \quad (4)$$

$$u_T = T U e^{i\omega'' \left[\frac{1}{v} (x \sin \theta'' - y \cos \theta'') - t \right]}. \quad (5)$$

Здесь U — амплитуда падающей волны, R и T — коэффициенты отражения и прохождения поперечной волны через доменную стенку, θ' и θ'' — углы отражения и преломления, ω , ω' и ω'' — циклическая частота колебаний в падающей, отраженной и преломленной волнах соответственно, $v = (\lambda + \beta^2/\varepsilon)^{1/2} \rho^{-1/2}$ — скорость поперечных волн.

На основании второго уравнения (1) потенциалы Φ_v представим равенством

$$\Phi_v = \frac{\beta_v}{\varepsilon} u_v + \Phi_{v\lambda} \quad (6)$$

где $u_1 = u + u_R$, $u_2 \equiv u_T$, а Φ_v — решение уравнения Лапласа при $y > y_D$ ($v = 1$), $y < y_D$ ($v = 2$). Как известно [12, 17], первое слагаемое

в (6) представляет собой потенциал самосогласованного электрического поля поперечной волны. Второе же описывает электрическое поле сопутствующих поляризационных колебаний, которые возникают в результате взаимодействия падающей волны с ДГ и локализованы вблизи нее. Из требования ограниченности Φ_v и вытекающей в силу условий (2) фазовой инвариантности всех типов волн и колебаний на ДГ получим

$$\Phi_1 = C e^{-i\omega' \left(1 - \frac{V_D}{v} \cos \theta'\right) t} e^{i \frac{\omega'}{v} \sin \theta' x} e^{-\frac{\omega'}{v} \sin \theta' (y - y_D)} \quad (7)$$

$$\Phi_2 = D e^{-i\omega'' \left(1 + \frac{V_D}{v} \cos \theta''\right) t} e^{i \frac{\omega''}{v} \sin \theta'' x} e^{\frac{\omega''}{v} \sin \theta'' (y - y_D)} \quad (8)$$

Выражения (3)–(8) должны рассматриваться совместно с соотношениями

$$\omega \sin \theta = \omega' \sin \theta' = \omega'' \sin \theta'' \quad (9)$$

$$\omega \left(1 + \frac{V_D}{v} \cos \theta\right) = \omega' \left(1 - \frac{V_D}{v} \cos \theta'\right) = \omega'' \left(1 + \frac{V_D}{v} \cos \theta''\right) \quad (10)$$

устанавливающими инвариантность координатной и временной частей фаз сопрягаемых колебаний и волн на ДГ. Заметим, что они совпадают с аналогичными соотношениями из группы формул (120) работы [18]. Равенства (9) представляют при этом закон Снеллиуса, модифицированный к условиям (10) доплеровского сдвига частот.

Из соотношений (9), (10) вытекает, что прохождение волны через доменную стенку происходит без преломления ($\theta'' = \theta$) и изменения частоты ($\omega'' = \omega$) при любых скоростях перемещения ДГ. Напротив, в отраженной волне движение ДГ обуславливает изменение частоты ($\omega' \neq \omega$) и асимметрию отражения ($\theta' \neq \theta$). При этом в общем случае $V_D \neq 0$ существует связь

$$\sin \theta - \sin \theta' = \frac{V_D}{v} \sin (\theta + \theta').$$

Определяемый отсюда по критерию предельного перехода $\theta' \rightarrow \theta$ при $V_D \rightarrow 0$ корень решения удовлетворяет равенству

$$\cos \theta' = \frac{\cos \theta (1 + V_D^2/v^2) + 2V_D/v}{1 + 2 \cos \theta V_D/v + V_D^2/v^2} \quad (11)$$

и приводит к отношению частот

$$\frac{\omega'}{\omega} = \frac{1 + 2 \cos \theta V_D/v + V_D^2/v^2}{1 - V_D^2/v^2} \quad (12)$$

Подстановка выражений (3)–(5), (7), (8) в граничные условия (2) позволяет с учетом (6), (9), (10) получить формулы

$$R = \frac{i2\mathcal{K}^2 \operatorname{tg} \theta}{\left(\frac{\omega'}{\omega} \frac{\cos \theta'}{\cos \theta} + 1\right) - i2\mathcal{K}^2 \operatorname{tg} \theta} \quad (13)$$

$$T = \frac{\frac{\omega'}{\omega} \frac{\cos \theta'}{\cos \theta} + 1}{\left(\frac{\omega'}{\omega} \frac{\cos \theta'}{\cos \theta} + 1\right) - i2\mathcal{K}^2 \operatorname{tg} \theta}$$

$$D = -C = \frac{\beta}{\varepsilon} UT,$$

которые вместе с (11), (12) замыкают решение задачи. Попутно заметим, что для неподвижной ДГ ($\theta' = \theta$, $\omega' = \omega$) из формул (13) следует известный частный результат работы [12] (см. также [17, с. 52])

$$R = i\mathcal{K}^2 \operatorname{tg} \theta (1 - i\mathcal{K}^2 \operatorname{tg} \theta)^{-1}, \quad T = (1 - i\mathcal{K}^2 \operatorname{tg} \theta)^{-1} \quad (14)$$

Здесь и выше $\mathcal{K}^2 = \frac{\beta^2}{\epsilon\lambda} \left(1 + \frac{\beta^2}{\epsilon\lambda}\right)^{-1}$ — квадрат коэффициента электро-механической связи.

В кристаллах типа BaTiO_3 сильное (свыше 10^6 В/м) и ограниченное напряженностью пробоя $E_{\text{пр}} \sim 10^8$ В/м переполяризующее поле E вызывает (см. [15, 16]) движение 180-градусной доменной стенки со скоростью $V_D = \mu (E - E_0)$. Учитывая, что при комнатных температурах для BaTiO_3 подвижность ДГ $\mu \simeq 2,5 \cdot 10^{-4}$ м²·В/с, $E_0 \simeq 4 \cdot 10^5$ В/м, а $v \simeq 3,4 \cdot 10^3$ м/с, имеем оценку $V_D/v < 3$, которая допускает формально трансзвуковой ($V_D/v > 1$) режим движения доменной стенки. Строгое обоснование такого режима движения ДГ требует, конечно, специального исследования динамического распределения связанного электроупругого поля на структурной доменной стенке с учетом конечности ее толщины. Не прибегая к подобному исследованию, условимся для полноты рассмотрения учитывать трансзвуковое движение ДГ как гипотетически возможное. Относящиеся к этому случаю результаты имеют дискуссионный характер; их ограниченная адекватность обнаруживается, например, при смене дозвукового режима движения ДГ трансзвуковым: согласно (12), при $V_D \rightarrow v$ имеет место неограниченный рост частоты ω' и соответственно нарушается условие применимости геометрической модели доменной стенки.

Выше подразумевалось $V_D > 0$, что соответствует встречному (по отношению к падающей волне) движению ДГ. В случае $V_D < 0$ рассматриваемое решение также имеет смысл и описывает отражение акустической волны попутно движущейся доменной стенкой. Сразу же заметим, что подобно отсутствию отражения электромагнитной волны от обгоняющего ее плазменного сгустка или пучка релятивистских электронов [18] акустическое отражение от попутно движущейся в трансзвуковом режиме ДГ ($|V_D| > v$) заведомо невозможно — падающая волна ни при каких углах падения не в состоянии «догнать» доменную стенку и задача об отражении теряет смысл.

Анализ выражений (11)–(13) показывает, что при дозвуковом попутном движении ДГ $\theta' > \theta$, $\omega' < \omega$, причем ограничение $\theta' \leq \pi/2$ ($\cos \theta' \geq 0$) выполняется только при $\theta < \theta^*$, где $\theta^* = \arccos \left[-2 \frac{V_D}{v} / \left(1 + \frac{V_D^2}{v^2}\right) \right]$. В случае $\theta > \theta^*$ имеем $\pi/2 \leq \theta' < \pi$, $\cos \theta' < 0$, что противоречит принципу излучения, поскольку распространение волны (4) происходит над доменной стенкой ($y > y_D$), где не отмечается никаких дисперсионных аномалий. Отсюда заключаем о качественно ином характере рефракции волн ДГ для углов падения $\theta > \theta^*$.

В указанной области рефрагированная волна (4) не представляет собой отраженную волну. Более того, ее вообще не удастся, не вступая в противоречие с принципом излучения, рассматривать как некую дополнительную волну, падающую на ДГ под углом $\gamma = \pi - \theta'$ к нормали. Для правильной интерпретации волны с подобными рефракционными характеристиками следует отказаться от представления решения для u_R в области $y > y_D$, перенося его на область $y < y_D$. Кстати, такой перенос решения возможен ввиду полной идентичности акустических свойств среды по разные стороны от ДГ. При этом волна типа (4) выступает уже в качестве дополнительной по отношению к прошедшей волне (5), т. е. при $\theta > \theta^*$ происходит двойное лучепреломление без отражения от ДГ. Соответствующая картина рефракции показана на рис. 1, б.

Переобозначим $u_R \rightarrow u_{T'}$, $R \rightarrow T'$ и примем в (2): $u_1 = u$, $u_2 = u_T + u_{T'}$. Тогда из (3)–(5), (6)–(8) после решения системы алгебраических уравнений и преобразований с учетом (9), (10) получаем отличный от (13) результат

$$T' = 2i\mathcal{K}^2 \operatorname{tg} \theta \left(\frac{\omega'}{\omega} \frac{\cos \delta}{\cos \theta} - 1 \right)^{-1}, \quad T = 1 - T'. \quad (15)$$

Здесь $\cos \delta = -\cos \theta'$, δ — угол преломления дополнительной волны

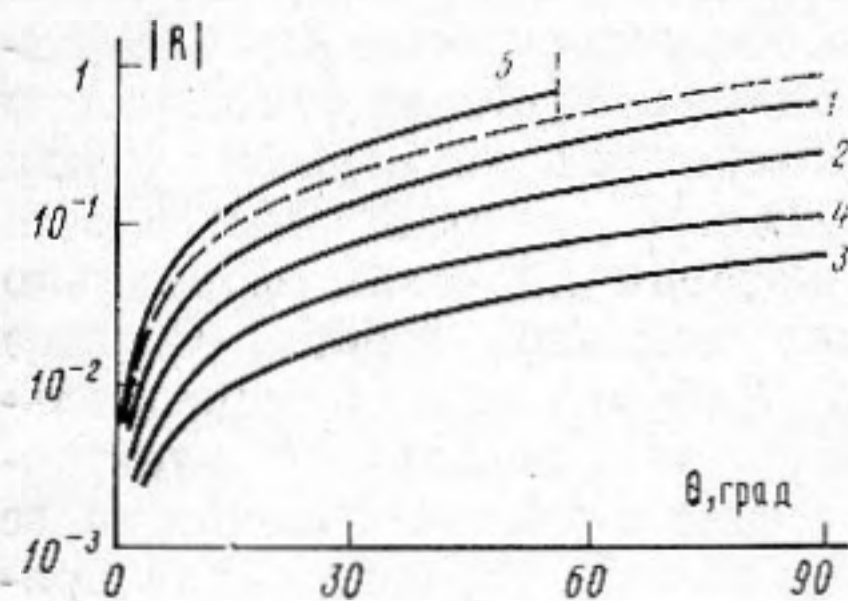


Рис. 2

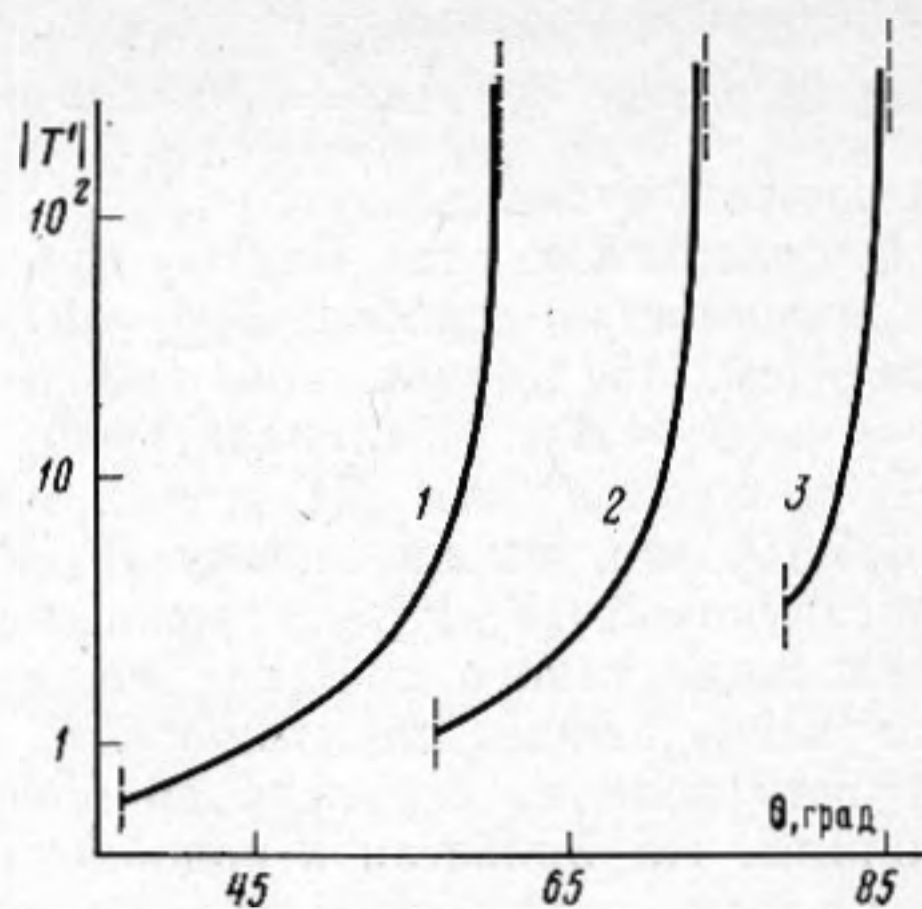


Рис. 3

Рис. 2. Угловые зависимости модуля коэффициента отражения [поперечной волны движущейся 180-градусной доменной стенкой: 1 — $V_D/v = 0,3$; 2 — $V_D/v = 0,6$; 3 — $V_D/v = 0,9$; 4 — $V_D/v = 1,2$; 5 — $V_D/v = -0,3$

Рис. 3. Угловая зависимость модуля амплитудного коэффициента T' дополнительной преломленной волны на 180-градусной ДГ в BaTiO_3 : 1 — $V_D/v = -0,5$; 2 — $V_D/v = -0,3$; 3 — $V_D/v = -0,1$

Величины ω'/ω и $\cos \theta'$ определяются по-прежнему формулами (11), (12), а для C и D справедливо соотношение $C = -D = -\beta U/\epsilon$.

Выражения (15) показывают, что для углов падения $\theta^* < \theta < \theta^{**}$ образующаяся преломленная волна $u_{T'}$ имеет меньшую частоту ω' , чем проходящая без отклонения и изменения частоты волна u_T . Критическая (по условию $T, T' \rightarrow \infty$) точка $\theta^{**} = \arccos(-V_D/v)$ соответствует равенствам $\omega' = \omega$, $\theta^{**} = \delta$, свидетельствующим о вырождении $u_{T'}$ и u_T в волну, проекция вектора фазовой скорости которой на направление движения ДГ совпадает со скоростью перемещения последней. При $\theta > \theta^{**}$ подобно случаю трансзвукового попутного движения ДГ опережает по направлению ее перемещения движение фазового фронта волны, что делает физически бессодержательным решение (15).

В режиме встречного трансзвукового движения ДГ из (12) получаем $\omega' < 0$ и в силу (9), (10) $\sin \theta' < 0$, $v/V_D < \cos \theta' < 1$. Отрицательность частоты, очевидно, не может рассматриваться здесь как признак нефизичности решения: колебания в отраженной волне с такой частотой могут трансформироваться из обычных ($\omega' > 0$), если разогнать доменную стенку до скоростей $V_D > v$. Используя выражение (4), нетрудно показать, что условие $\omega' < 0$ фактически указывает на возможность обращения фазы отраженной волны. Как следствие общей асимметрии отражения, отраженная волна, распространяясь под углом α к нормали ($\cos \theta' = \cos \alpha$, $\sin \theta' = -\sin \alpha$) (см. штриховой луч на рис. 1, в), не является, однако, в точности обратной по отношению к падающей волне.

На рис. 2 представлены графически зависимости модуля коэффициента отражения поперечной волны 180-градусной ДГ в кристалле BaTiO_3 ($\mathcal{K}^2 \approx 0,38$) от угла падения, полученные расчетом из (13) при различных скоростях перемещения доменной стенки. Штриховой линией показана зависимость $|R(\theta)|$, соответствующая статическому случаю (14). Видно, что с ростом V_D дозвуковое встречное движение доменной стенки (кривые 1—3) приводит к снижению отражения. Однако с переходом к трансзвуковому встречному движению ДГ отражение поперечной волны (кривая 4), сопровождающееся обращением волнового фронта, вновь повышается, но сохраняется более слабым, чем в статическом случае. Отражение, превышающее статическое, имеет место только при взаимодействии падающей волны с попутно движущейся доменной стенкой, если $\theta < \theta^*$ (см. кривую 5; $\theta^* \approx 56,6^\circ$).

За пределами интервала $\theta < \theta^*$ отраженная волна трансформируется

в дополнительную преломленную волну, угловые зависимости модуля коэффициента T' которой приведены на рис. 3 для различных значений скорости дозвукового попутного движения ДГ. Здесь предельные углы падения θ^* и θ^{**} изображены отрезками вертикальных штриховых линий. Резкое увеличение $|T'|$ с приближением θ к θ^{**} объясняется тем, что в этих условиях оптимально реализуется генерация поперечной волны u_T доменной стенкой за счет энергии внешнего источника, поддерживающего движение ДГ с требуемой скоростью. На передачу энергии движущейся ДГ преломленной и прошедшей волне в условиях двойного луче преломления указывает неравенство дисбаланса энергии $|T'|^2 + |T|^2 > 1$, вытекающее из выражений (15).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Якушкин Е. Д., Баранов А. И., Шувалов Л. А. Критические аномалии скорости и поглощения звука в квазиодномерном сегнетоэлектрике $C_5H_2PO_4$ // Письма ЖТФ. 1981. Т. 33. № 1. С. 27—31.
2. Шур В. Я., Ломакин Г. Г. Акустические исследования переключения поляризации в германате свинца с исходной доменной структурой // ФТТ. 1987. Т. 29. № 10. С. 3181—3183.
3. Зарембо Л. К., Морозова Г. П., Сердобольская О. Ю. Влияние доменной структуры на акустическую нелинейность сегнетоэлектриков // ФТТ. 1986. Т. 28. № 10. С. 3213—3216.
4. Шур В. Я., Ломакин Г. Г., Румянцев Е. Л. Распространение упругих волн в германате свинца с контролируемой доменной структурой // ФТТ. 1988. Т. 30. № 4. С. 1216—1219.
5. Алексеев А. Н., Злоказов М. В. Управляемые устройства обработки сигналов на ПАВ // Зарубеж. электрон. техника. 1980. № 10. С. 3—63.
6. Алексеев А. Н., Дугина Н. А., Палагушкина А. Н. О практической реализации доменных акустоэлектронных ПАВ-устройств на звукопроводах из монокристалла молибдата гадолиния // Матер. сем. Сегнето- и пьезоэлектрики в ускорении научно-технического прогресса. М.: 1987. С. 75—79.
7. Алексеев А. Н. Исследование взаимодействия объемных акустических волн с регулярной структурой сегнетоэлектрических доменов // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1983. Т. 47. № 8. С. 1643—1647.
8. Nakamura K., Shimizu H. Poling of ferroelectric crystals by using interdigital electrodes and its application to bulk-wave transducers // IEEE Ultrasonic Symposium Proc. 1983. P. 527—530.
9. Жгун С. А. Широкополосные преобразователи объемных ультразвуковых волн для обработки сигналов // Акуст. журн. 1987. Т. 33. № 4. С. 645—651.
10. Meeks S. W., Clarke L., Auld B. A. Tunable bulk acoustic reflection gratings in neodymium pentaphosphate // IEEE Ultrasonic Symposium Proc. 1985. V. 1. P. 325—328.
11. Кессених Г. Г., Санников Д. Г., Шувалов Л. А. Отражение и преломление квазипродольной и квазипоперечной звуковых волн на 180-градусных доменных границах в сегнетоэлектриках // Кристаллография. 1971. Т. 16. № 2. С. 350—355.
12. Кессених Г. Г., Санников Д. Г., Шувалов Л. А. Влияние пьезоэлектрического эффекта на отражение поперечной звуковой волны от доменных границ в сегнетоэлектриках // Кристаллография. 1972. Т. 17. № 2. С. 345—349.
13. Есаян С. Х., Леманов В. В., Смоленский Г. А. Отражение и преломление упругих волн на доменных границах в сегнетоэлектрическом кристалле $Gd_2(MoO_4)_3$ // Докл. АН СССР. 1974. Т. 217. № 1. С. 83—85.
14. Лайхтман Б. Д., Таланцев А. К. Отражение и преобразование звука на доменных границах в сегнетоэлектриках // ФТТ. 1975. Т. 17. № 6. С. 1734—1743.
15. Желудев И. С. Физика кристаллических диэлектриков. М.: Наука, 1966.
16. Сонин А. С., Струков Б. А. Введение в сегнетоэлектричество. М.: Высш. шк, 1970.
17. Балакирев М. К., Гилинский И. А. Волны в пьезокристаллах. Новосибирск: Наука, 1982.
18. Столяров С. Н. Граничные задачи электродинамики движущихся сред // Эйнштейновский сборник 1975—1976. М.: Наука, 1978. С. 152—215.
19. Нерух А. Г., Хижняк Н. А. Рассеяния волн при равноускоренном движении границы раздела // ЖТФ. 1979. Т. 49. № 2. С. 225—230.

Ульяновский сельскохозяйственный институт

Поступила в редакцию
23.02.89

N. S. Shevyakhov

TRANSVERSE WAVE REFLECTION BY A MOVING DOMAIN WALL IN A TETRAGONAL FERROELECTRIC

On the base of the structureless geometrical model of the domain boundary the transverse wave reflection by a uniformly moving domain wall in $BaTiO_3$ -type ferroelectric is considered.