

УДК 534.26:548.0

© 1991 г.

Л.М. Лямшев, Н.С. Шевяхов

О СТРУКТУРЕ ВОЛНОВОГО ПОЛЯ ПОПЕРЕЧНОЙ ВОЛНЫ НА ДВИЖУЩЕЙСЯ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЕ В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКЕ И ФЕРРИТЕ

Рассмотрены эффекты скользящего распространения поперечной волны вдоль равномерно движущейся 180-градусной доменной границы сегнетоэлектрика или феррита. Установлено, что поперечная волна накачки из-за движения доменной границы сцепляется с косопресекающей ее по направлению движения плоской однородной объемной волной доплеровски приращенной частоты, формируя собственное волновое движение на движущейся доменной границе сложного интерференционного типа.

Влияние равномерного движения 180-градусной доменной границы (ДГ) в сегнетоэлектрике на отражение наклонно падающей поперечной монохроматической волны исследовалось одним из авторов в работе [1]. Аналогичная задача для феррита-граната рассматривалась затем в [2]. В обеих этих работах использовалась простейшая — бесструктурная модель ДГ, что оправдано на низких и умеренных частотах ультразвукового (для сегнетоэлектрика) или гиперзвукового (для феррита) диапазонов. В настоящей статье результаты работ [1, 2] применяются для описания низкочастотных (при $kd \ll 1$, k — волновое число, d — толщина ДГ) акустических эффектов в сегнетоэлектрике/феррите с уединенной движущейся ДГ в наиболее привлекательной для приложений геометрии скользящего распространения (СР), когда $\mathbf{k} \perp \mathbf{V}_D$, \mathbf{k} — волновой вектор, \mathbf{V}_D — скорость ДГ. В другом практически важном случае коллинеарного распространения ($\mathbf{k} \parallel \mathbf{V}_D$) движение ДГ, как свидетельствуют, например, результаты работы [3], проявляется заметно лишь в высокочастотном пределе $kd \gg 1$.

Обсудим вначале особенности режима СР поперечной волны на 180-градусной ДГ, движущейся в тетрагональном сегнетоэлектрике класса $4mm$ в кристаллографическом направлении $[010]$. Волну накачки полагаем поляризованной вдоль оси $4 \parallel z$. Согласно [1], в аналогичных условиях распространения имеет место неодинаковое отражение волны указанного типа поляризации от встречно и попутно движущейся ДГ, что выражается неинвариантностью коэффициента отражения относительно преобразования инверсии движения доменной стенки: $V_D \rightarrow -V_D$. Таким образом, попытка непосредственного представления волновых полей в режиме СР предельным переходом $\theta \rightarrow \pi/2$ (θ — угол падения волны на ДГ) в формулах [1] не достигает цели ввиду сохраняющейся неоднозначности результата.

Чтобы получить адекватное и, очевидно, инвариантное относительно преобразования $V_D \rightarrow -V_D$ представление волновых полей режима СР¹, следует отказаться от моделирования гармонической накачки (имеет амплитуду U и частоту ω) плоской монохроматической поперечной волной, падающей наклонно только с одной стороны (навстречу или вдогон) движущейся ДГ. Вместо этого гармоническую накачку представим, предваряя предельный переход $\theta \rightarrow \pi/2$, в виде двух плоских монохроматических волн I

¹ В режиме СР, если его трактовать как собственное волновое движение, бессмысленно определяться тем или иным способом в отношении взаимного расположения источника волны накачки (являющегося виртуальным) и движущейся ДГ.

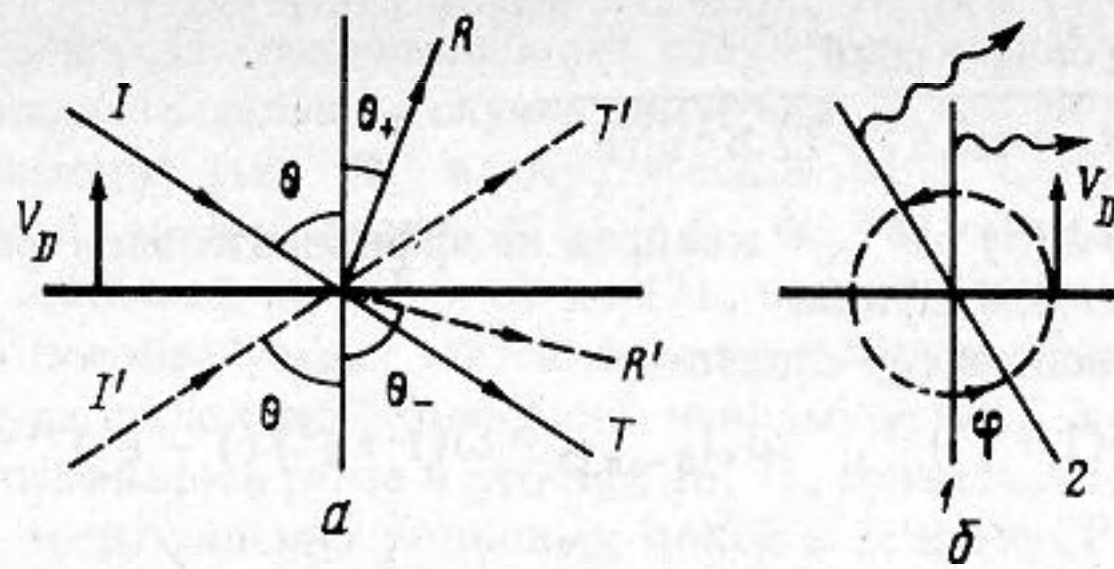


Рис. 1. Картина рефракции пары лучей I и I' волны накачки движущейся ДГ (а) и схематическое изображение положений волновых фронтов (б) бесструктурно (1) и структурно измененных (2) частей накачки. Доменная граница показана жирной линией

и I' , падающих на ДГ с разных сторон так, как это показано на рис. 1, а. Теперь преобразование $V_D \rightarrow -V_D$ переставляет местами волны I и I' вместе с соответствующими им рефрагированными волнами. При этом, как нетрудно видеть, лучевая картина рис. 1, а переворачивается вслед инверсному обороту вектора V_D , что означает желаемую инвариантность решения.

Во избежание удвоения волнового поля накачки при переходе к режиму СР, амплитуды колебаний в волнах I, I' уменьшим вдвое по сравнению с фактической амплитудой накачки U . Рассматривая рефракцию волн I и I' (системы соответствующих лучей изображены на рис. 1 сплошными и штриховыми линиями) на движущейся ДГ, следуя [1], запишем

$$u_+ = I + R + T', \quad u_- = I' + R' + T, \quad (1)$$

$$I, I' = \frac{U}{2} \exp(-i\omega t) \exp\left\{i \frac{\omega}{v} (x \sin \theta \mp y \cos \theta)\right\},$$

$$R, R' = \frac{U}{2} R_{\pm} \exp(-i\omega_{\pm} t) \exp\left\{i \frac{\omega_{\pm}}{v} (x \sin \theta_{\pm} \pm y \cos \theta_{\pm})\right\}, \quad (2)$$

$$T, T' = \frac{U}{2} T_{\pm} \exp(-i\omega t) \exp\left\{i \frac{\omega}{v} (x \sin \theta \mp y \cos \theta)\right\}.$$

В выражениях (1), (2) u_{\pm} — результирующие упругие смещения соответственно перед надвигающейся и за уходящей ДГ; R и R' — упругие смещения в отраженных, а T и T' — в прошедших через ДГ волнах, образующихся в результате рефракции соответственно волн накачки I и I' ; x, y — координаты в плоскости (001) сегнетоэлектрика; t — время, а v — скорость распространения поперечных волн. Для доплеровски сдвинутых частот ω_{\pm} и углов отражения θ_{\pm} имеют место равенства

$$\frac{\omega_{\pm}}{\omega} = \frac{1 \pm 2\xi \cos \theta + \xi^2}{1 - \xi^2}, \quad (3)$$

$$\cos \theta_{\pm} = \frac{\cos \theta (1 + \xi^2) \pm 2\xi}{1 \pm 2\xi \cos \theta + \xi^2},$$

где $\xi = V_D/v$. Приведем также формулы для коэффициентов отражения R_{\pm} и прохождения T_{\pm} поперечных волн в условиях встречного (верхние знаки) и попутного (нижние знаки) движения ДГ:

$$R_{\pm} = \frac{i2 \kappa^2 \sin \theta}{[(\omega_{\pm}/\omega) \cos \theta_{\pm} + \cos \theta] - i2 \kappa^2 \sin \theta}, \quad (4)$$

$$T_{\pm} = \frac{(\omega_{\pm}/\omega) \cos \theta_{\pm} + \cos \theta}{[(\omega_{\pm}/\omega) \cos \theta_{\pm} + \cos \theta] - i2\mathcal{K}^2 \sin \theta} \quad (5)$$

Напомним, что в (4), (5) \mathcal{K}^2 — квадрат коэффициента электромеханической связи монодоменного сегнетоэлектрика.

В пределе СР из равенств (3) следует:

$$\cos \theta_{\pm} |_{\theta \rightarrow \pi/2} = \pm 2\xi(1 + \xi^2)^{-1}, \quad \omega_{\pm} |_{\theta \rightarrow \pi/2} = \omega(1 + \xi^2)(1 - \xi^2)^{-1} \equiv \Omega. \quad (6)$$

Отсюда с учетом соотношений (см. (9) в [1])

$$\omega/\omega_{\pm} |_{\theta \rightarrow \pi/2} = \sin \theta_{\pm} |_{\theta \rightarrow \pi/2} = (1 - \xi^2)(1 + \xi^2)^{-1}$$

получаем согласно (1), (2) и (3), (4) для величин $\mathcal{U}_{\pm} = u_{\pm} |_{\theta \rightarrow \pi/2}$ выражения

$$\begin{aligned} \mathcal{U}_{\pm} = & \frac{U}{2} \frac{2\xi \pm i\mathcal{K}^2(1 - \xi^2)}{\xi \pm i\mathcal{K}^2(1 - \xi^2)} \exp[i\omega \left(\frac{x}{v} - t \right)] \pm \\ & \pm \frac{U}{2} \frac{i\mathcal{K}^2(1 - \xi^2)}{\xi \mp i\mathcal{K}^2(1 - \xi^2)} \exp(-i\Omega t) \exp \left[i \frac{\omega}{v} \left(x + \frac{2\xi}{1 - \xi^2} y \right) \right]. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь верхние знаки выбираются для положений перед надвигающейся ДГ, т.е. при $y > V_D t$ (см. [1]); соответственно выбор нижних знаков имеет место при $y < V_D t$. На самой ДГ ($y = V_D t$) в силу равенства

$$\exp(-i\Omega t) \exp \left[i \frac{\omega}{v} \left(x + \frac{2\xi}{1 - \xi^2} y \right) \right] \Big|_{y=V_D t} = \exp \left[i\omega \left(\frac{x}{v} - t \right) \right],$$

означающего обусловленность колебаний на ДГ только накачкой (влияние движения ДГ в системе координат, жестко связанной с ней, на фазе колебаний не сказывается),

смещениям $\mathcal{U}_{\pm}^0 = \mathcal{U}_{\pm} |_{y=V_D t}$

можно придать вид

$$\mathcal{U}_{\pm}^0 = A_{\pm} U \exp \left[i\omega \left(\frac{x}{v} - t \right) \right].$$

При этом из выражения (7) имеем $A_{\pm} = \xi^2 [\xi^2 + \mathcal{K}^4(1 - \xi^2)^2]^{-1}$. Тождество $A_+ \equiv A_-$ свидетельствует о непрерывности на ДГ упругих смещений, чего следовало ожидать ввиду заложенности этого условия в исходное решение [1].

Первое слагаемое в (7) представляет бесструктурно преобразованную движением ДГ (изменяется только амплитуда колебаний) часть накачки. Более существенно преобразуется остальная ее часть: под влиянием движения ДГ волна испытывает доплеровское приращение частоты с одновременным "разворотом" волнового фронта, как показано схематически на рис. 1, б, на угол $\varphi = 2 \arctg \xi$ в сторону перемещения доменной стенки.

Нетрудно понять, что вытекающая из (7) при $\xi \rightleftharpoons -\xi$, $y \rightleftharpoons -y$ перестановка $\mathcal{U}_+ \rightleftharpoons \mathcal{U}_-$ отражает факт упомянутой выше инвариантности волновых полей режима СР относительно преобразования инверсии. Заметим также, что допустимость использования в (7) в качестве эффективного значения квадрата коэффициента электромеханической связи величины $\mathcal{K}_{\text{эф}}^2 = \mathcal{K}^2(1 - \xi^2)$ связана с проявлением сомножителя $1 - \xi^2$ как результата действия механического принципа относительности в задачах рефракции акустических волн в движущихся средах или с подвижными границами. Аналогично этому, например, коэффициент отражения акустической волны на тангенциальном разрыве потока жидкости зависит именно от относительной скорости $u = |V_2 - V_1|$, а не от других комбинаций скоростей течений $V_{1,2}$ в потоках [4]. И уж совсем похоже: импеданс Z в движущейся жидкости пропорционален (см. [5]) множителю $(1 - kV/\omega)^2$, где k — волновой вектор акустической волны, V — вектор скорости течения жидкости.

С позиций механической относительности отсутствие структурных изменений волнового поля накачки в предельном случае движения ДГ со скоростью звука ($\xi = 1$) объясняется "вмороженностью" ДГ в акустическое поле. Сегнетоэлектрик при этом эквивалентен обычной упругой среде: $\mathcal{K}_{3\phi}^2 = 0$, $\mathcal{U}_{\pm} = U \exp[i\omega(x/v - t)]$. В другом предельном случае статичной ДГ ($\xi = 0$) из (7), как результат вырождения бесструктурно и структурно преобразуемых частей накачки в противофазные, взаимно компенсирующие друг друга половины колебаний невозмущенной волны накачки, имеем $\mathcal{U}_{\pm} \equiv 0$. Здесь, как отмечалось ранее в работах [6, 7], тривиальность решения указывает на недостаточность представления волновых полей в режиме СР в виде плоских однородных волн и необходимость замены их неоднородными плоскими волнами, локализованными вблизи ДГ и удерживаемыми ДГ в процессе распространения.

Эффективность изменения структуры волнового поля накачки движущейся ДГ можно характеризовать модулем соответствующего амплитудного коэффициента из (7), спадающим монотонно с ростом ξ . Для оптимальных условий протекания таких структурных изменений накачки важно еще контролировать фазу амплитудного коэффициента, что приводит к стандартной задаче на условный экстремум. Отсюда следует принципиальный вывод: оптимизирующим способом контроля фазы является поддержание ее на фиксированном уровне, причем независимо от параметров системы ξ , \mathcal{K}^2 . Данное утверждение означает, что описываемый (7) режим СР всегда оптимизирует изменения структуры волнового поля накачки. Вместе с независимостью представляемого решения от расположения и свойств источника накачки (проведенная ранее симметризация решения относительно перестановки $V_D \rightleftharpoons -V_D$ исключает, например, его зависимость от выбора местоположения источника относительно ДГ) это дает веские основания классифицировать режим СР как собственный волновой процесс, отличающийся от обычных собственных волновых процессов типа поверхностных акустических волн как пространственной нелокализovanностью колебаний, так и их полигармоничностью, несмотря на монохроматичность виртуального источника. При малых скоростях движения ДГ, $\xi \ll 1$, следствием полигармоничности колебаний в режиме СР могут, например, явиться биения с почти равными, антифазными амплитудами ω - и Ω -гармонических составляющих. Амплитуда таких биений невелика и снижается по мере уменьшения ξ . В случае $\xi \lesssim 1$ с приближением скорости ДГ к звуковому пределу амплитуда структурно измененной части накачки резко уменьшается (см. (7)), а сам сигнал преобразуется, как видно из сравнения кривых 1-3 рис. 2, в тональный, "подернутый" мелкой высокочастотной "рябью" (см. кривую 3).

Обратимся к эффекту СР поперечной волны вдоль 180-градусной ДГ в ферритегранате в геометрии и приближениях работы [2]. Повторяя ход рассуждений, проделанных выше для случая сегнетоэлектрика, получим для представления упругих смещений в режиме СР выражение, аналогичное (7):

$$\mathcal{U}_{\pm} = A_0^{\pm} \exp\left[i\omega\left(\frac{x}{v} - t\right)\right] + A_{\perp}^{\pm} \exp(-i\Omega_{\pm} t) \exp\left[i\frac{\omega}{v}(x \pm y\xi_{\pm})\right]. \quad (8)$$

Здесь $\xi_{\pm} = \operatorname{ctg} \theta_{\pm} |_{\theta \rightarrow \pi/2}$, $A_0^{\pm} = U(2 + R^{\pm})/2$, $A_{\perp}^{\pm} = UR^{\pm}/2$, R^{\pm} — коэффициент отражения поперечной волны ДГ в предельном случае скользящего (при $\theta \rightarrow \pi/2$) падения, который в соответствии с формулой (4) работы [2] имеет вид

$$R^{\pm} = - \frac{i4\pi\omega_{\Delta} \Gamma(\omega, \omega)}{\xi_{\pm} v^2 (\Omega_{\pm}) v_0^{-2} + i4\pi\omega_{\Delta} \Gamma(\Omega_{\pm}, \omega)}. \quad (9)$$

В формуле (9) обозначено

$$\Gamma(\Omega, \omega) = \frac{\Omega - \omega_M F(\Omega)}{\Omega^2 - \omega_K^2} + \frac{\omega - \omega_M F(-\omega)}{\omega^2 - \omega_K^2},$$

$$F(\Omega) = \frac{\Omega(\Omega_{\pm} - \omega) + \omega_0(\Omega_{\pm} + \omega) - 2\omega_K^2}{2\Omega_{\pm}\omega - (2\omega_0 + \omega_M)(\Omega_{\pm} + \omega) + 2\omega_K^2},$$

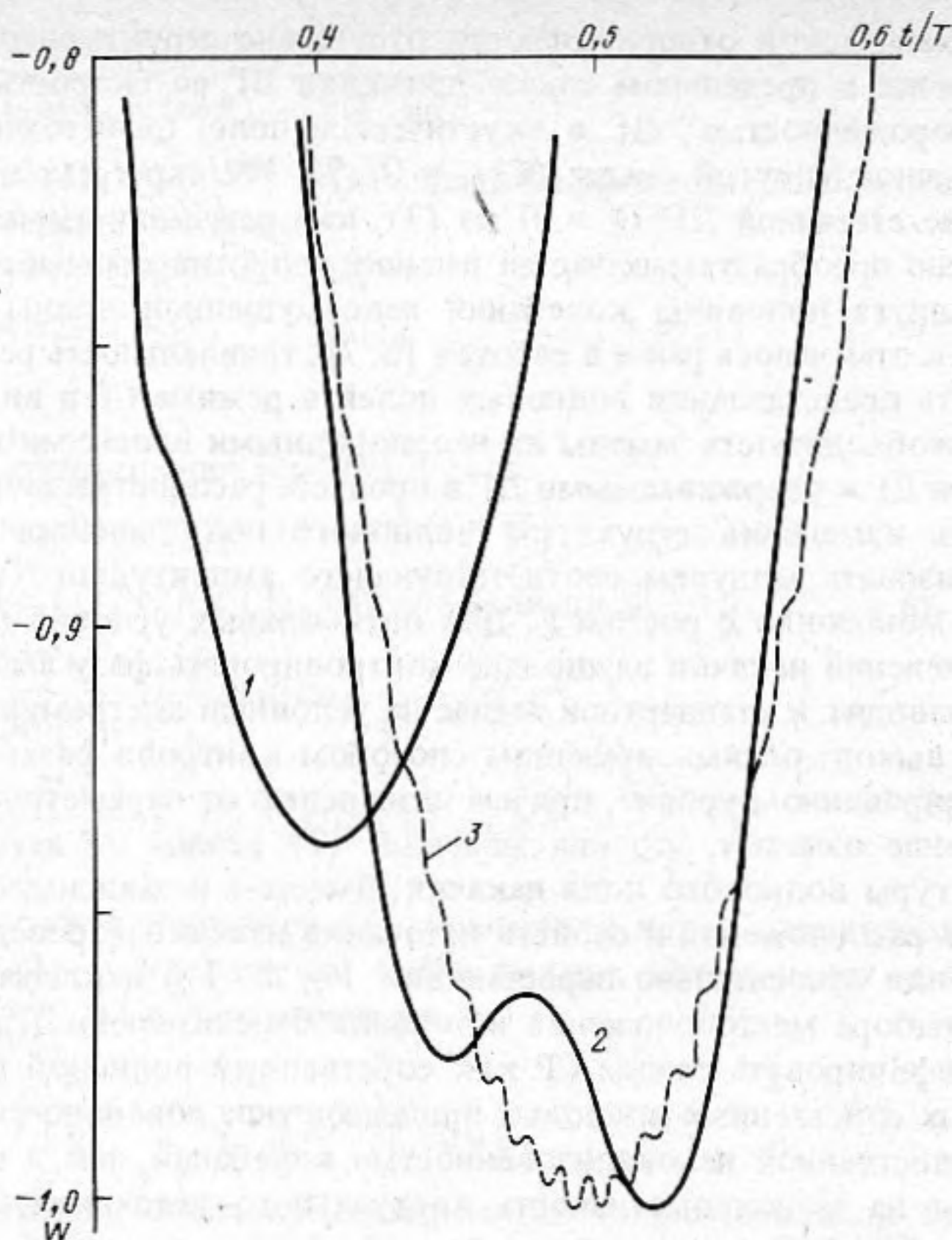


Рис. 2. Временные зависимости полного нормированного сигнала накачки $W = \text{Re } \mathcal{U}_{\pm} / U$, регистрируемого в точке с приведенными координатами $x/\Lambda = 0$, $y/\Lambda = 5$ ($\Lambda = vT$ — длина волны, T — период на частоте накачки ω) при $\xi = 0,5$ (1), $\xi = 0,9$ (2), $\xi = 0,99$ (3); $\mathcal{K}^2 = 0,3$

где $\omega_K^2 = \omega_0(\omega_0 + \omega_M)$, ω_0 — частота прецессии, ω_M — частота намагничивания, $\omega_{\Delta} = \gamma\beta^2/(\lambda M_0)$ — частота магнитоупругого взаимодействия, γ — гиромагнитное отношение, β — магнитоупругий коэффициент, M_0 — спонтанная намагниченность, $v_0 = (\lambda/\rho)^{1/2}$ — скорость поперечных волн в отсутствие магнитоупругого взаимодействия, λ — модуль сдвига, ρ — плотность феррита. В функциональных зависимостях $\Gamma(\Omega, \omega)$ и $F(\Omega)$ величина Ω принимает значения ω или Ω_{\pm} , связанные между собой равенством

$$(\omega - \Omega_{\pm})^2 = V_D^2 \left[\frac{\Omega_{\pm}^2}{v^2(\Omega_{\pm})} - \frac{\omega^2}{v^2(\omega)} \right]. \quad (10)$$

Дисперсионную зависимость для поперечных волн в феррите представим соотношением

$$v^2(\Omega) = v_0^2 \left(1 + \frac{\omega_0 \omega_{\Delta}}{\Omega^2 - \omega_K^2} \right). \quad (11)$$

Из фазовых инвариантов [2] получаем, наконец, выражение

$$\xi_{\pm} = \pm \frac{\Omega_{\pm} - \omega}{\omega} \frac{1}{\xi} \left(1 + \frac{\omega_0 \omega_{\Delta}}{\omega^2 - \omega_K^2} \right)^{1/2}, \quad (12)$$

замыкающее решение задачи.

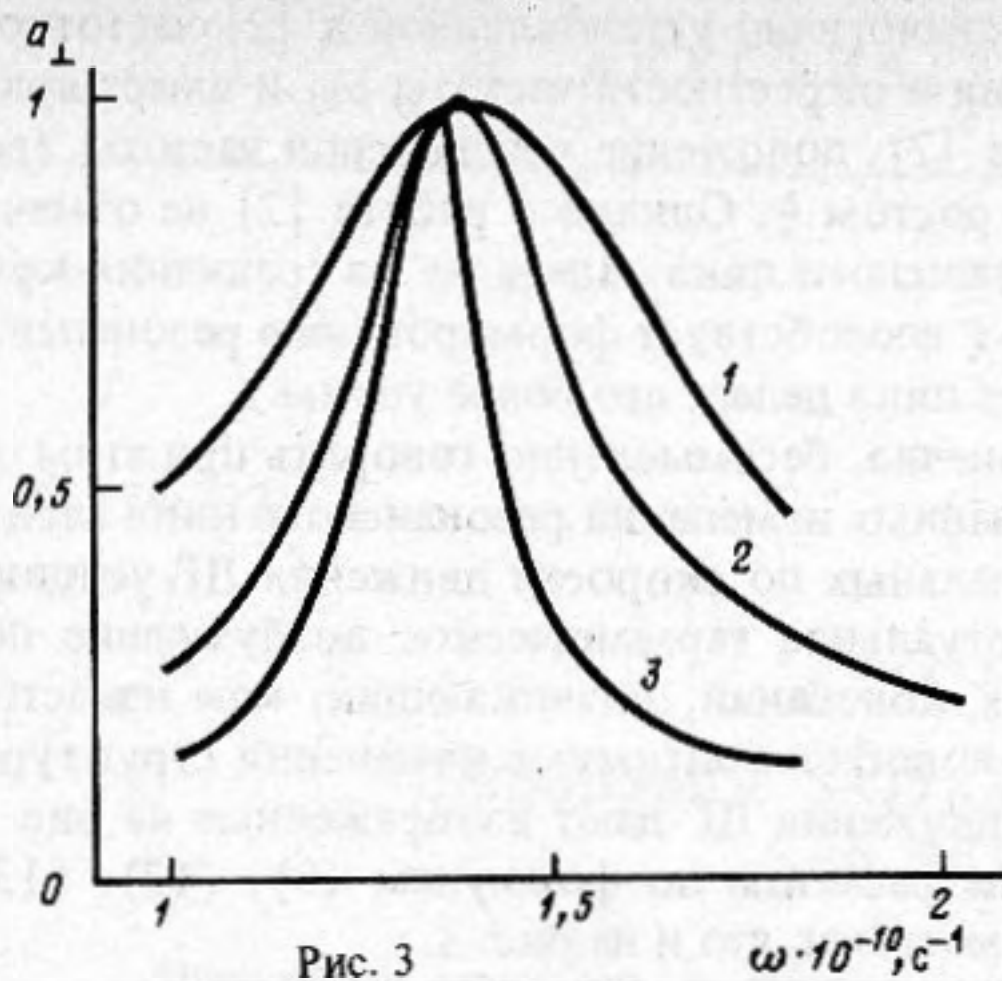


Рис. 3

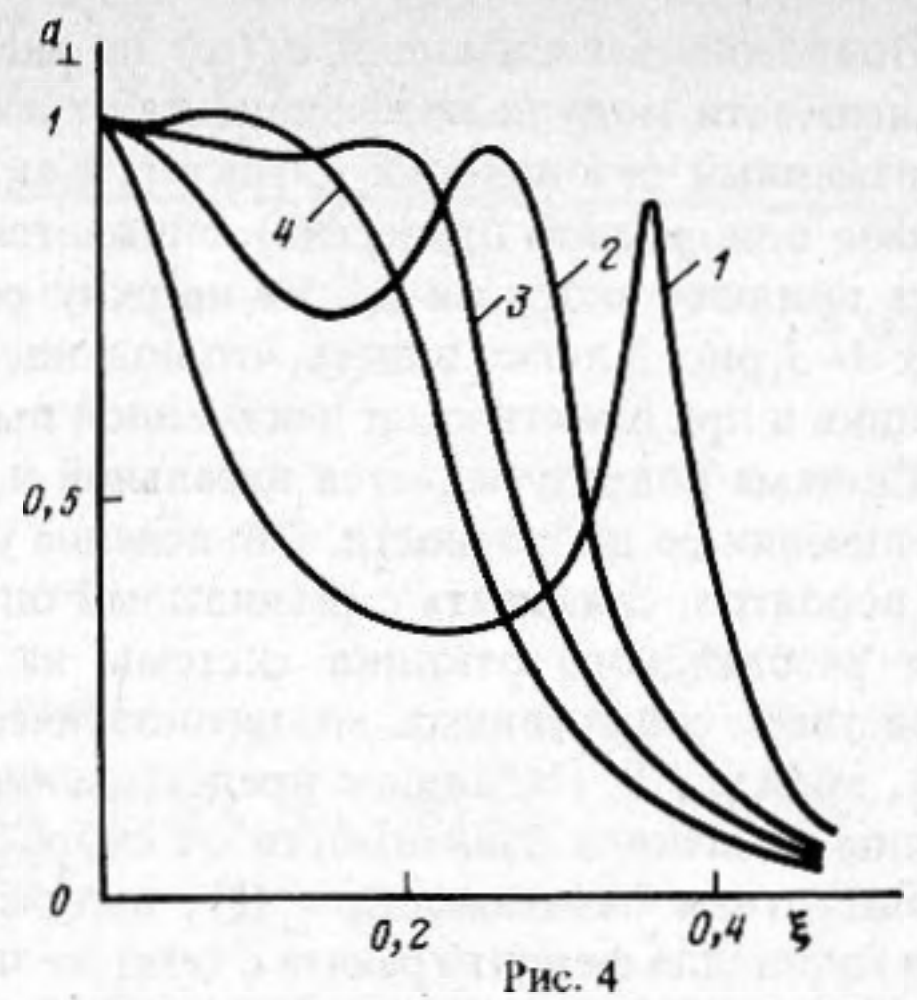


Рис. 4

Рис. 3. Частотные зависимости модуля амплитуды структурно измененной части накачки a_{\perp} при скоростях движения ДГ: $\xi = 0,05$ (1); $\xi = 0,1$ (2); $\xi = 0,2$ (3)

Рис. 4. Изочастотные зависимости a_{\perp} от ξ : $\omega = 1,2 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ (1); $\omega = 1,3 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ (2); $\omega = 1,35 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ (3); $\omega = 1,39 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ (4)

Изменение знака скорости ДГ не нарушает вида зависимости (10). Поэтому в режиме СР $\Omega_{+} = \Omega_{-} \equiv \Omega$. Соответственно значения $\nu(\Omega_{\pm})$ из (11) обозначим далее как ν . В общем случае, из (10), (11) для определения частоты Ω имеем уравнение четвертой степени, которое разрешимо в явном виде, но дает громоздкие выражения корней. Ограничимся ниже малыми скоростями движения ДГ, когда $\xi = V_D/v_0 \ll 1$.

Правая сторона равенства (10) пропорциональна ξ^2 и поэтому может рассматриваться в качестве возмущения, изменяющего ω на Ω . Следуя схеме метода возмущения, Ω в знаменателе первого из членов правой части (10) заменим без большой погрешности на ω . В итоге получим

$$\Omega \approx \omega \left\{ 1 + \xi^2 \left(1 + \frac{\omega_0 \omega_{\Delta}}{\omega^2 - \omega_K^2} \right)^{-1} \right\} \left\{ 1 - \xi^2 \left(1 + \frac{\omega_0 \omega_{\Delta}}{\omega^2 - \omega_K^2} \right)^{-1} \right\}^{-1}. \quad (13)$$

В формуле (13) нетрудно угадать второе из выражений (6), модифицированное за счет частотной дисперсии поперечных волн в феррите-гранате. Заметим, однако, что данный результат не является точным, так как фактически не учитывает дополнительное вследствие (11) изменение доплеровского сдвига частот при структурных изменениях волнового поля накачки. Согласно [2], это оправдано, например, в окрестности частоты ω_0 , где указанной разницей в скоростях $\nu(\Omega)$ и $\nu(\omega)$ можно пренебречь.

Принимая во внимание, что согласно (9), (12), (13) амплитудные коэффициенты колебаний в волнах (8) различаются по разные стороны движущейся ДГ только фазами, переобозначим $|A_{\perp}^{\pm}| = |A_{\perp}|$, $|A_0^{\pm}| = |A_0|$. Эффективность изменения структуры волны накачки может при этом определяться модулем приведенной амплитуды $a_{\perp} = 2|A_{\perp}|/U$.

Частотные зависимости $a_{\perp}(\omega)$, соответствующие различным ξ , приведены на рис. 3 для случая движения ДГ в феррите-гранате со следующими параметрами: $\omega_{\Delta} = 10^7 \text{ с}^{-1}$, $\omega_0 = 1,4 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$, $\omega_M = 3,5 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$. Такими характеристиками обладают, например, кристаллы железиттриевого граната (ЖИГ). Заметим, однако, что, переходя к конкретному материалу, мы обязаны также указать типичные значения толщины ДГ для этого материала и отметить область частот, где справедливо условие $kd \ll 1$. Так, для ЖИГ $d \sim 10^{-5} \text{ см}$ и на частотах $\omega \geq \omega_0$ требование $kd \ll 1$ почти не выполняется: $kd \lesssim 1$. Поэтому данные графиков рис. 3 можно отнести к случаю ЖИГ только с указанной оговоркой.

Поведение зависимостей $a_1(\omega)$ на рис. 3 аналогично установленной в [2] частотной зависимости модуля коэффициента отражения в окрестности частоты ω_0 и имеет ярко выраженный резонансный характер. Как и в [2], положение резонансной частоты (резонанс однородной прецессии) снижается с ростом ξ . Однако в работе [2] не отмечалось влияния скорости ДГ на ширину резонансного пика. Здесь же из сравнения кривых 1–3 рис. 3 легко видеть, что повышение ξ способствует формированию резонансного пика и при практически неизменной высоте пика делает его более узким.

Система подразумевается идеальной и, конечно, бессмысленно говорить при этом об увеличении ее добротности. Объяснение указанных изменений резонансного пика следует, вероятно, связывать с реализацией оптимальных по скорости движения ДГ условий для резонансного отклика системы на виртуальное гармоническое возбуждение посредством сопряженных магнитостатических колебаний, возникающих, как известно [2], вблизи ДГ. Наглядное представление о подобном оптимуме изменения структуры волны накачки в зависимости от скорости движения ДГ дают изображенные на рис. 4 изочастотные зависимости $a_1(\xi)$, полученные расчетом по формулам (9), (12), (13) для кристалла феррит-граната с теми же параметрами, что и на рис. 3.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шевяхов Н.С. Отражение поперечной волны движущейся доменной стенкой в тетрагональном сегнетоэлектрике // Акуст. журн. 1990. Т. 36. № 1. С. 160–165.
2. Шевяхов Н.С. Об отражении сдвиговой волны движущейся доменной стенкой в феррите-гранате // Акуст. журн. 1990. Т. 36. № 3. С. 566–568.
3. Недлин Г.М., Шапиро Р.Х. Переизлучение и рассеяние звука движущейся доменной стенкой в ферромагнетиках // ФТТ. 1976. Т. 18. № 6. С. 1696–1702.
4. Miles J.W. On the reflection of sound at an interface relative motion // J. Acoust. Soc. Amer. 1957. V. 29. № 2. P. 226–228.
5. Лямшев Л.М. Об определении импеданса в акустике движущейся среды // Докл. АН СССР. 1981. Т. 261. № 1. С. 74–78.
6. Maerfeld C., Tournois P. Pure shear elastic surface wave guided by the interface of two semi-infinite media // Appl. Phys. Lett. 1971. V. 19. № 4. P. 117–118.
7. Кессених Г.Г., Любимов В.Н., Санников Д.Г. Поверхностные упруго-поляризационные волны на доменных границах в сегнетоэлектриках // Кристаллография. 1972. Т. 17. № 3. С. 591–594.

Акустический институт им. Н.Н. Андреева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
13.08.90

Ульяновский сельскохозяйственный институт

L.M. Lyamshev, N.S. Shevyakhov

ON WAVE FIELD STRUCTURE OF A TRANSVERSE WAVE ON A MOVING DOMAIN BOUNDARY IN FERROELECTRIC AND FERRITE

Effects of grazing propagation of a transverse wave along the 180-degree domain boundary moving uniformly in the 010 – direction of uniaxial ferroelectric or ferrogarnet crystal are considered. It is assumed, that spontaneous electric polarization or magnetization of crystal regions and elastic displacements of the transverse wave coincide with the 001 – axis. In order to use simplest structureless model of a moving domain boundary (MDB), the consideration is restricted to the long-wave limit. The fields of concomitant polarizational or nonexchanging magnetic oscillations are described without account of their delay.

Wave field structure of the transverse wave at the MDB is determined by such combination of earlier received alternative solutions of problems of plane monochromatic wave reflection by oncoming/retiring domain wall, which is invariant to exchange of domain boundary motion. On the opposite one in the limit of grazing incidence. In laboratory frame of reference it is shown, that a MDN can not guide the transverse wave of the surface type. A bulk transverse plane wave under its propagation along MDB in ferroelectric or ferrite crystal is coupled with the bulk transverse plane wave of Doppler increased frequency, crossing obliquely the boundary in the direction of its motion. As a result the proper wave motion of a complex interference type is formed on the MDB. So the possibility of beating excitation is shown.