

Рассеяние цилиндрической аксиально-сдвиговой волны круговой полостью кристалла с пьезоэффектом

Е.Г. Косяк¹, Н.С. Шевяхов²

¹ Саровский физико-технический институт НИЯУ МИФИ
607186, Россия, Нижегородская обл., г. Саров
ул. Духова, 6

² Ульяновский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
432011, Россия, г. Ульяновск
ул. Гончарова, 48/2

Обсуждаются особенности рассеяния цилиндрической аксиально-сдвиговой волны круговой полостью пьезоэлектрического кристалла класса $\bar{6}(4)$. Показано, что основные интегральные характеристики рассеяния – индикатриса рассеяния и полное поперечное сечение рассеяния, – существенно изменяются с приближением линейного источника излучения к границе полости. В случае металлизированной полости отмечаются мелкомасштабные осцилляции в спектрах поперечного сечения рассеяния, обусловленные интерференционным вкладом циркуляционных электромагнитных граничных волн, способных эффективно удерживаться вогнутой границей полости.

Ключевые слова: дифракция, индикатриса рассеяния, сечение рассеяния, пьезоэффект.

Введение

Рассеяние плоских монохроматических сдвиговых волн цилиндрическими неоднородностями пьезоэлектрических кристаллов были предметом обсуждения в ряде работ одного из авторов [1–4]. В работах [1; 2] рассматривалось главным образом влияние проводимости и азимутального дрейфа носителей заряда в полупроводниковом цилиндре, размещенном в полости, на амплитудные коэффициенты парциальных волн рассеянного поля и связанные с этим изменения амплитудных характеристик рассеяния в дальней зоне. В работах [3; 4] внимание концентрировалось на изменениях полного сечения рассеяния сдвиговой волны полостью пьезоэлектрика, вызванные пьезоэффектом. Целью настоящей работы является последующее обобщение результатов этих исследований на случай, когда падающая на полость гармоническая сдвиговая волна имеет не плоский, а цилиндрический фронт, т. е. распространяется от линейного источника излучения аксиально-сдвиговых колебаний, который располагается на конечном расстоянии от полости.

Академизм постановки задачи исследования, усугубляет, конечно, то обстоятельство, что в отличие от работ [1–4], где плоская сдвиговая волна могла рассматриваться как идеализация

излучения источника сдвиговых волн, расположенного на внешней поверхности кристалла (типичная для экспериментальной практики ситуация), здесь линейный источник излучения расположен в самом объеме кристалла. Известно, однако, [5] и подтверждено экспериментально [6], что цилиндрические импульсы акустического излучения возникают в кристаллах в процессе аннигиляции дислокаций. В частности, при аннигиляции пары параллельных винтовых дислокаций противоположного знака образуется импульс расходящихся цилиндрических сдвиговых волн [5]. Таким образом, предпринятое нами исследование особенностей рассеяния гармоник цилиндрических сдвиговых волн круговой полостью пьезоэлектрика помимо общего теоретического интереса может быть полезным для математического моделирования явлений акустической эмиссии в кристаллах с пьезоэффектом.

1. Формулировка и решение граничной задачи

Рассмотрим пьезоэлектрик класса $\bar{6}(4, 6mm, 4mm, \infty mm)$ с полостью кругового сечения радиуса R , ось z которой совпадает с осью симметрии кристалла высшего порядка $\bar{6}(4, \infty)$. Условимся, что полость заполнена сильно разреженным газом (воздухом); ϵ_c – диэлектричес-

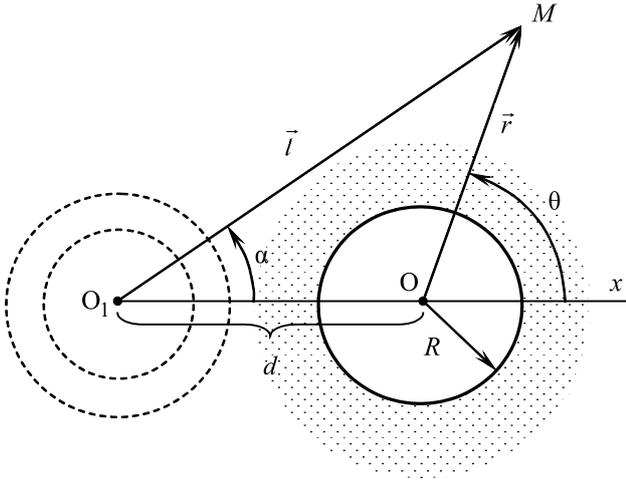


Рис. 1. Геометрия задачи. Концентрические штриховые окружности представляют фронты расходящейся аксиально-сдвиговой волны, испущенной гармоническим источником O_1

кая проницаемость газа. Если сдвиговые волны имеют аксиальную поляризацию смещений $\vec{u} \parallel z$, то пьезоэлектрик, занимающий в цилиндрических координатах (r, θ, z) область $r > R$, достаточно характеризовать пьезомодулем продольного e_{15} и поперечного e_{14} пьезоэффекта, модулем сдвига λ , плотностью ρ и диэлектрической проницаемостью ε , а связанное электроупругое поле пьезоэлектрика находить из решения следующей системы уравнений [3]

$$\nabla^2 u + k^2 u = 0, \quad e_{15} \nabla^2 u - \varepsilon \nabla^2 \varphi = 0, \quad (1)$$

где u – сдвиговое смещение; $k = \omega(\rho / \lambda^*)^{1/2}$ – волновое число; $\lambda^* = \lambda + e_{15}^2 / \varepsilon$ – модуль сдвига с поправкой на пьезоэффект; ∇^2 – оператор Лапласа; φ – потенциал электрического поля, рассчитываемого традиционно в квазистатическом приближении.

Уравнения (1) следует рассматривать совместно с уравнением Лапласа

$$\nabla^2 \varphi_0 = 0 \quad (2)$$

для потенциала φ_0 электрического поля в полости. Заметим, что второе из уравнений (1) позволяет представить потенциал φ в виде

$$\varphi = \frac{e_{15}}{\varepsilon} u + \Phi. \quad (3)$$

Здесь Φ – потенциал приграничных электрических колебаний в пьезоэлектрике, удовлетворяющий, как и φ_0 , уравнению Лапласа.

Линейный гармонический источник цилиндрической аксиально-сдвиговой волны заданной амплитуды U и частоты ω расположим (рис. 1) параллельно оси полости на расстоянии $d > R$ от нее вдоль луча с азимутом $\theta = \pi$. Обозначим:

α – угол между полярным направлением $O'Ox$ и направлением на точку наблюдения M из источника, l – расстояние от источника до точки наблюдения.

Поле сдвиговых смещений u , входящее множителем первого члена выражения (3) для полного потенциала, представим в виде суммы

$$u = u_I + u_{SC}. \quad (5)$$

Входящие в нее члены – суть решения уравнения Гельмгольца (1), представляющие соответственно поле излучения линейного гармонического источника O_1 и поле сдвиговых волн, рассеянных полостью (излученных виртуальным источником O). По принципу излучения имеем в координатах каждого из источников

$$u_I = U e^{-i\omega t} H_0^{(1)}(kl),$$

$$u_{SC} = U e^{-i\omega t} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} a_n i^n H_n^{(1)}(kr) e^{in\theta}. \quad (6)$$

Здесь t – время; $H_0^{(1)}(x)$ – функция Ханкеля 1-го рода целочисленного порядка n [7]; a_n – амплитудные коэффициенты парциальных волн, рассеянных полостью.

Потенциалы Φ и φ_0 , как решения уравнений Лапласа, являются следствием рассеяния цилиндрической волны u_I из (6) цилиндрической полостью и, поэтому, их естественно выразить в координатах цилиндрической полости следующими суммами парциальных азимутальных гармоник

$$\Phi = e^{-i\omega t} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} b_n r^{-|n|} e^{in\theta}, \quad (7)$$

$$\varphi_0 = e^{-i\omega t} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} c_n r^{|n|} e^{in\theta}$$

с некоторыми коэффициентами b_n и c_n , подлежащими определению из граничных условий непрерывности потенциалов, радиальных компонент электрической индукции, а также отсутствия сдвиговых напряжений T_{rz} при $r = R$ [1–3].

Чтобы удовлетворить условиям на границе полости, поле излучения линейного источника u_I (6) следует также написать в координатах (r, θ) полости. С этой целью воспользуемся теоремой сложения цилиндрических функций [7] – прием, практикуемый при решении задач рассеяния с линейными источниками излучения [8; 9]. Для изображенного на рис. 1 треугольника O_1OM пары разнесенных вдоль полярных осей цилиндрических координат точки границы $r = R$

удовлетворяют условию $r < d$. Подходящей по соображениям сходимости разложения цилиндрических функций будет, поэтому, следующая запись теоремы сложения:

$$e^{in\alpha} Z_n(kl) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} Z_{m+n}(kd) J_m(kr) e^{im(\pi-\theta)}. \quad (8)$$

Здесь $Z_n(x)$ – любая из цилиндрических функций.

С учетом (8), равенства $\exp[im(\pi-\theta)] = (-1)^m \times \exp(-im\theta)$ и свойств цилиндрических функций [7], поле сдвиговых смещений u после несложных манипуляций, аналогично производимым в [8; 9], приведем к виду

$$u = Ue^{-i\omega t} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} i^n [H_n^{(1)}(kd) J_n(kr) i^{-n} (-1)^n + a_n H_n^{(1)}(kr)] e^{in\theta}. \quad (10)$$

Сопоставляя поле (10) с полем, возникающим при рассеянии плоской монохроматической сдвиговой волны, когда линейный источник O_1 удален в бесконечность ($d \rightarrow \infty$) [3]

$$u = Ue^{-i\omega t} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} i^n [J_n(kr) + a_n H_n^{(1)}(kr)] e^{in\theta}, \quad (11)$$

можно заметить, что отличие амплитудных коэффициентов

$$a_n = -\frac{\xi J_n'(\xi) + |n| K_{eff}^2 J_n(\xi)}{\xi H_n^{(1)'}(\xi) + |n| K_{eff}^2 H_n^{(1)}(\xi)}, \quad (12)$$

найденных в работе [3], от амплитудных коэффициентов a_n рассматриваемой граничной задачи рассеяния цилиндрической волны круговой полостью пьезоэлектрика, проявится в (12) исключительно добавлением сомножителя $H_n^{(1)}(kd) i^{-n} (-1)^n$ перед функцией Бесселя $J_n(kr)|_{r=R} = J_n(\xi)$ и ее производной $J_n'(\xi)$. Таким образом, получим

$$a_n = -H_n^{(1)}(kd) i^n \frac{\xi J_n'(\xi) + |n| K_{eff}^2 J_n(\xi)}{\xi H_n^{(1)'}(\xi) + |n| K_{eff}^2 H_n^{(1)}(\xi)}. \quad (13)$$

Здесь

$$K_{eff}^2 = \left(K^2 - \frac{\varepsilon}{\varepsilon_c} K_{\perp}^2 \right) \left(1 + \frac{\varepsilon}{\varepsilon_c} \right)^{-1}$$

– квадрат эффективного коэффициента электро-механической связи, а величины $K^2 = e_{15}^2 / (\varepsilon \lambda^*)^{-1}$ и $K_{\perp}^2 = e_{14}^2 / (\varepsilon \lambda^*)^{-1}$ – имеют смысл квадратов коэффициентов электро-механической связи пьезоэлектрика с одной только продольной или поперечной пьезоактивностью.

Процедура добавления множителя перед фун-

кцией Бесселя и ее производной для перехода от решения граничной задачи рассеяния плоской волны к решению граничной задачи рассеяния цилиндрической волны составила, по сути, основной результат работы [9]. В нашем случае она, безусловно, распространяется и на амплитудные коэффициенты потенциалов парциальных электрических колебаний b_n и c_n в разложениях (7). Заметим, однако, что для анализа рассеяния достаточно знания одних только коэффициентов (13). Мы не выписываем здесь соответствующих выражений для b_n и c_n , поскольку не проводим исследования потенциалов мультипольных колебаний (7).

В соответствии с асимптотическим представлением функции Ханкеля [7] поля излучения линейного источника, задаваемого первой из сумм (10), выразится в случае $kd \gg 1$ равенством

$$u_I \cong U \sqrt{\frac{2}{\pi kd}} e^{i(kd - \omega t - \pi/4)} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} i^n J_n(kr) e^{in\theta}. \quad (14)$$

Бесконечный ряд в этой формуле сходится к экспоненте $\exp(ikx)$, где $x = r \cos \theta$, и нетрудно заключить, что поле излучения u_I представляет собой плоскую монохроматическую сдвиговую волну, распространяющуюся вдоль полярной оси. Рассматриваемое решение задачи рассеяния цилиндрической аксиально-сдвиговой волны круговой полостью пьезоэлектрика переходит, таким образом, в рассмотренное ранее [3] решение задачи рассеяния монохроматической волны с плоским фронтом.

Следует, впрочем, помнить, что в отличие от [3] амплитуда падающей волны не постулируется постоянной. Ее адекватнее описывать в асимптотике $kd \gg 1$ дополнительным фазовым множителем: $\exp i(kd - \pi/4) \sqrt{2 / (\pi kd)}$. Данное обстоятельство необходимо учитывать при сравнении результатов решений (10), (11) в области значений $kd \gg 1$. Так, несовпадением асимптотик полей объясняется, в частности, исчезновение тени при рассеянии плоской волны в процессе значительного удаления точки наблюдения от препятствия и, напротив, сохранение тени при рассеянии цилиндрической волны при любых удалениях [8].

2. Интегральные показатели рассеяния цилиндрической волны

Знание амплитудных коэффициентов (13) парциальных волн, рассеянных полостью, само по себе не позволяет судить в целом об эффектив-

ности рассеяния. Поэтому в расчетах для этих целей принято использовать интегральные показатели рассеяния по всей совокупности парциальных волн – амплитудную характеристику рассеяния $\Phi_S(\theta)$ и поперечное сечение рассеяния $\sigma(\xi)$.

По общему определению (см., например, [8]) $\Phi_S(\theta)$ представляет комплексную амплитуду рассеянного поля в дальней волновой зоне. Данная величина интересна тем, что ее модуль характеризует азимутальное перераспределение рассеянной мощности. В отличие от нее $\sigma(\xi)$ позволяет отслеживать частотную зависимость доли мощности, рассеянной препятствием, от общего потока мощности, излученной источником. В определенном смысле $\Phi_S(\theta)$ – показатель эффективности рассеяния, оцениваемый по угловому (пространственному) спектру, а $\sigma(\xi)$ – подобного рода спектральный показатель, но только в частотном представлении. Указанные величины взаимно дополняют друг друга и для составления более целостной картины рассеяния должны анализироваться совместно.

Для определения $\Phi_S(\theta)$ необходимо воспользоваться аналогичной (14) асимптотической рассеянного поля (6), вытекающей из асимптотики функции $H_n^{(1)}(kr)$ для $kr \gg 1$: $H_n^{(1)}(kr) \cong \sqrt{2}e^{i(kr - \pi n/2 - \pi/4)} / \sqrt{\pi kr}$. Подстановка ее в соответствующую (10) формулу рассеянного поля, приводит к равенству:

$$u_{SC} = U\sqrt{2/(\pi kr)}e^{i[kr - \pi/4 - \omega t]} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} a_n e^{in\theta}. \quad (15)$$

Здесь множитель перед суммой бесконечного ряда – цилиндрическая волна, расходящаяся от полости равномерно по всем направлениям, а сам ряд сходящихся азимутальных гармоник – коэффициент, корректирующий ее амплитуду в связи с неравномерностью рассеяния по азимуту и называемый амплитудной характеристикой рассеяния. Таким образом, определение величины $\Phi_S(\theta)$ в случае рассеяния цилиндрической волны не отличается от ее определения для рассеяния плоской волны [1; 2]

$$\Phi_S(\theta) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} a_n e^{in\theta}. \quad (16)$$

Фактически имеющее место различие между указанными случаями рассеяния будет проявляться через отличие парциальных коэффициентов a_n в формулах (12), (13).

В отличие от величины $\Phi_S(\theta)$ поперечное сече-

ние рассеяния в случае цилиндрической волны нуждается в переопределении. Действительно, имеем $\sigma = \langle P_{SC} \rangle / I$, и если в среднем рассеиваемая мощность $\langle P_{SC} \rangle$ ввиду независимости от свойств источника излучения подобно $\Phi_S(\theta)$ не изменит своего выражения:

$$\langle P_{SC} \rangle = 2\omega\lambda^* U^2 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} |a_n|^2,$$

то интенсивность источника излучения I изменится. Для плоской волны она равна [9; 10] $I = \frac{1}{2}\omega\lambda^* kU^2$, что приводит к классическому результату

$$\sigma_\infty = \frac{4}{k} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} |a_n|^2, \quad (17)$$

для предельного (при $kd \rightarrow \infty$) значения поперечного сечения рассеяния цилиндрической волны σ . Выражение (17) использовалась в [3] при выполнении численных расчетов поперечного сечения рассеяния плоской монохроматической волны полостью пьезоэлектрика.

Для аксиально-сдвиговой цилиндрической волны расчет интенсивности можно выполнить, исходя из представления среднего радиального потока энергии в цилиндрических координатах источника [11], следуя формуле

$$I = -\frac{i\omega\lambda^*}{4} \left[\frac{\partial u_I}{\partial l} \tilde{u}_I - u_I \frac{\partial \tilde{u}_I}{\partial l} \right]. \quad (18)$$

Здесь в качестве радиальной координаты используется модуль вектора \vec{l} (см. рис. 1), а тильда сверху обозначает комплексное сопряжение. Согласно первой формуле (6), величина в квадратных скобках выражения (18) с точностью до множителя kU^2 образует вронскиан $W = 4i / (\pi kl)$ функций Ханкеля первого и второго рода нулевого порядка от аргумента $x = kl$ [7]. Итогом выкладок имеем $I = \omega\lambda^* U^2 / \pi l$, что дает

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{2\omega\lambda^* U^2 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} |a_n|^2}{\omega\lambda^* U^2} \pi l = \\ &= 2\pi l \sum_{n=-\infty}^{+\infty} |a_n|^2 = \frac{\pi}{2} kl \sigma_\infty. \end{aligned} \quad (19)$$

Видно, что из-за расходимости фронта цилиндрической волны сечение ее рассеяния на единицу длины полости уже не будет, как σ_∞ , постоянной величиной, а линейно зависит от радиальной координаты, отсчитываемой от источника до точки наблюдения. Выбор точки наблюдения при измерении интенсивности цилиндричес-

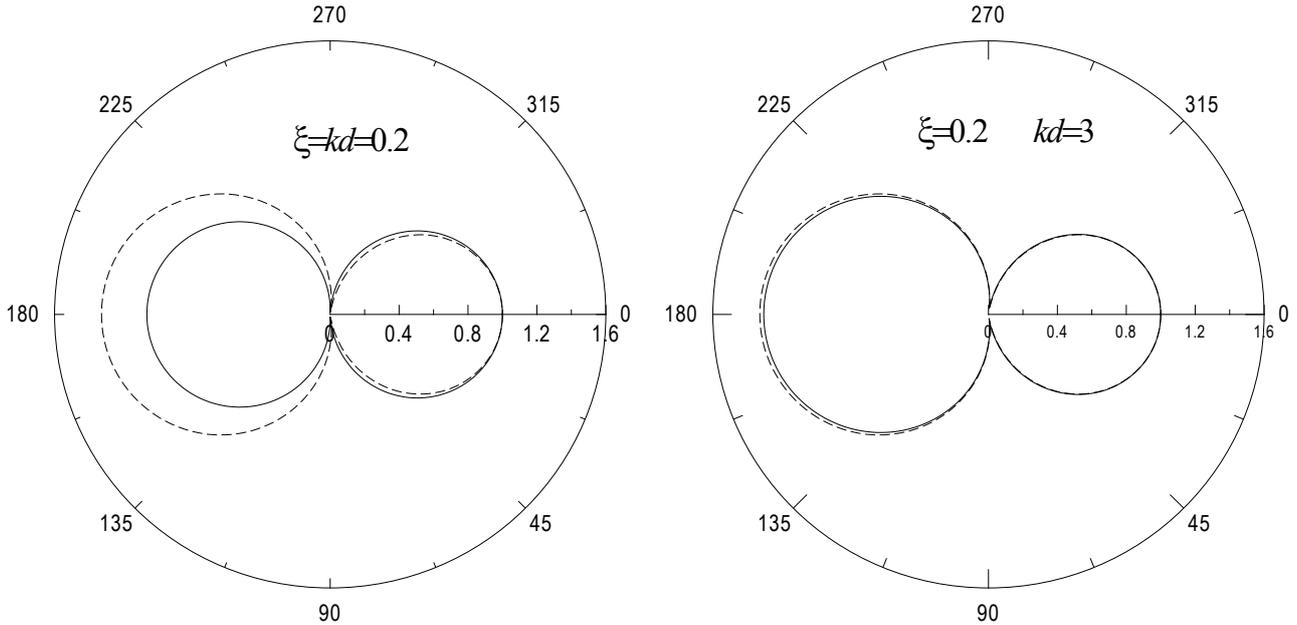


Рис. 2. Низкочастотные ($\xi = 0.2$) индикатрисы рассеяния сдвиговой цилиндрической (сплошные кривые) и плоской (штриховые кривые) волны круговой металлизированной полостью в пьезокерамике PZT-4: слева $kd = 0.2$, справа $kd = 3$

кой волны логично связать с местоположением — центром полости. В этой связи в (19) при определении поперечного сечения рассеяния σ_C цилиндрической волны полостью положим $l = d$, т. е. примем

$$\sigma = 2\pi d \sum_{n=-\infty}^{+\infty} |a_n|^2. \quad (20)$$

Аналогичная перенормировка величины σ по пространственной координате использовалась в работе [12].

3. Обсуждение численных результатов

Формулы (13), (16), (20) использованы ниже для расчета индикатрис рассеяния $\Gamma_S(\theta) = |\Phi_S(\theta)| / |\Phi_S(0)|$ и сечения рассеяния цилиндрической сдвиговой волны круговой воздушной полостью с металлизированной ($\epsilon_C \rightarrow \infty$) или не металлизированной ($\epsilon_C = \epsilon_0$, $\epsilon \cong 730\epsilon_0$, ϵ_0 — электрическая постоянная) поверхностью в пьезокерамике PZT-4 ($K^2 = 0.5$, $K_{\perp}^2 = 0$). В качестве варьируемого параметра рассматривалось волновое расстояние от источника до оси полости $kd > \xi$.

На низких частотах $\xi \ll 1$ индикатрисы рассеяния имеют характерный «дипольный» вид: рассеяние мало или отсутствует в вертикальных азимутах (рис. 2) $\theta = \pi/2$, $\theta = 3\pi/2$ и, напротив, максимально в локационном направлении $\theta = 0$ (тенеобразующий лепесток) или направлении обратного рассеяния: $\theta = \pi$. По мере удаления источника от полости (параметр kd изменяется

от минимального значения $kd = \xi$ до бесконечности) индикатрисы рассеяния цилиндрической волны (сплошные кривые) практически изменяются только в «лепестке» обратного рассеяния, быстро приближаясь к индикатрисе рассеяния плоской волны, показанной штриховой линией. Таким образом, кривизна фронта рассеиваемой волны в области низких частот практически не сказывается на формировании тени. Объяснение этому следует искать в том, что при малых волновых размерах полости рассеиваемые волны с одинаковой эффективностью заходят в область тени как в случае плоской, так и цилиндрической волны.

В отношении обратного рассеяния здесь следует добавить, что при близком расположении источника к полости ($kd \cong \xi$) оно будет слабее не только обратного рассеяния плоской волны (левый рис. 2), но и обратного рассеяния соответствующей цилиндрической волны при отсутствии пьезоэффекта. Ситуация меняется при $kd \geq 1$, когда обратное рассеяние становится близким обратному рассеянию плоской волны (правый рис. 2) и превзойдет обратное рассеяние цилиндрической волны той же самой кривизны полостью такого же волнового размера, но в не пьезоэлектрическом материале.

На умеренных частотах ($1 < \xi \leq 10$), как показывают рис. 3 и 4, индикатрисы рассеяния усложняются образованием с ростом ξ все большего числа боковых лепестков и снижения интенсивности I рассеиваемой волны по мере удаления

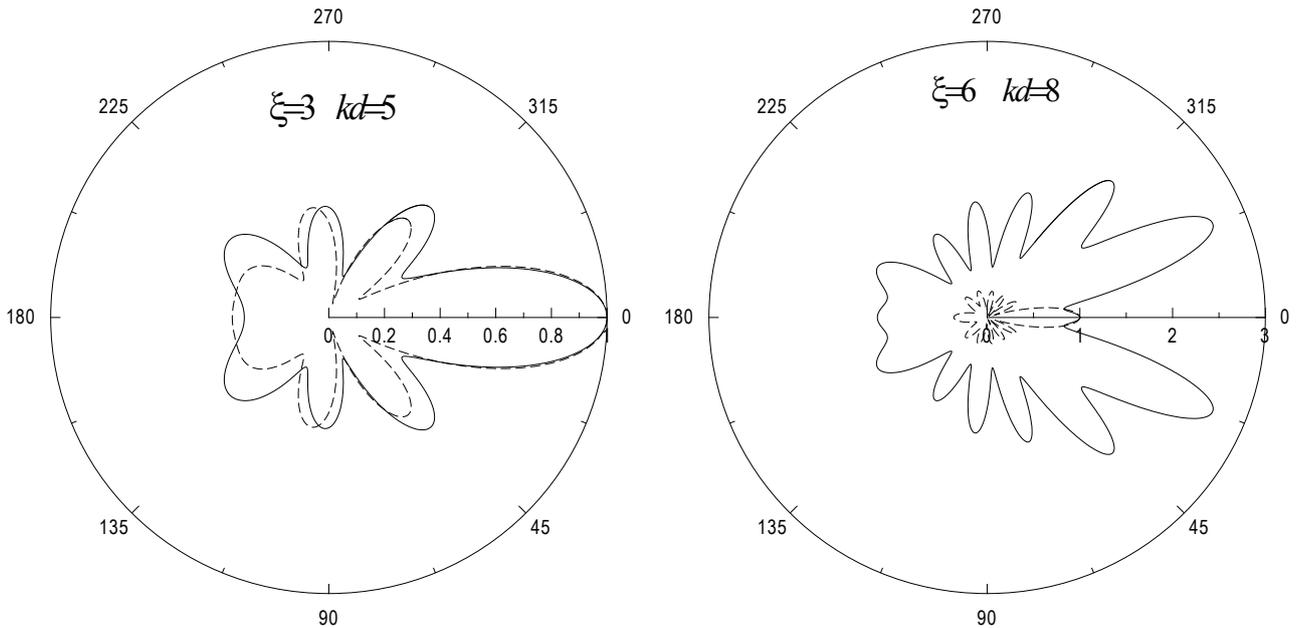


Рис. 3. Индикатрисы рассеяния сдвиговой цилиндрической (сплошные кривые) и плоской (штриховые кривые) волны круговой металлизированной полостью в пьезокерамике PZT-4 на умеренных частотах: слева $\xi = 3$, $kd = 5$; справа $\xi = 6$, $kd = 8$

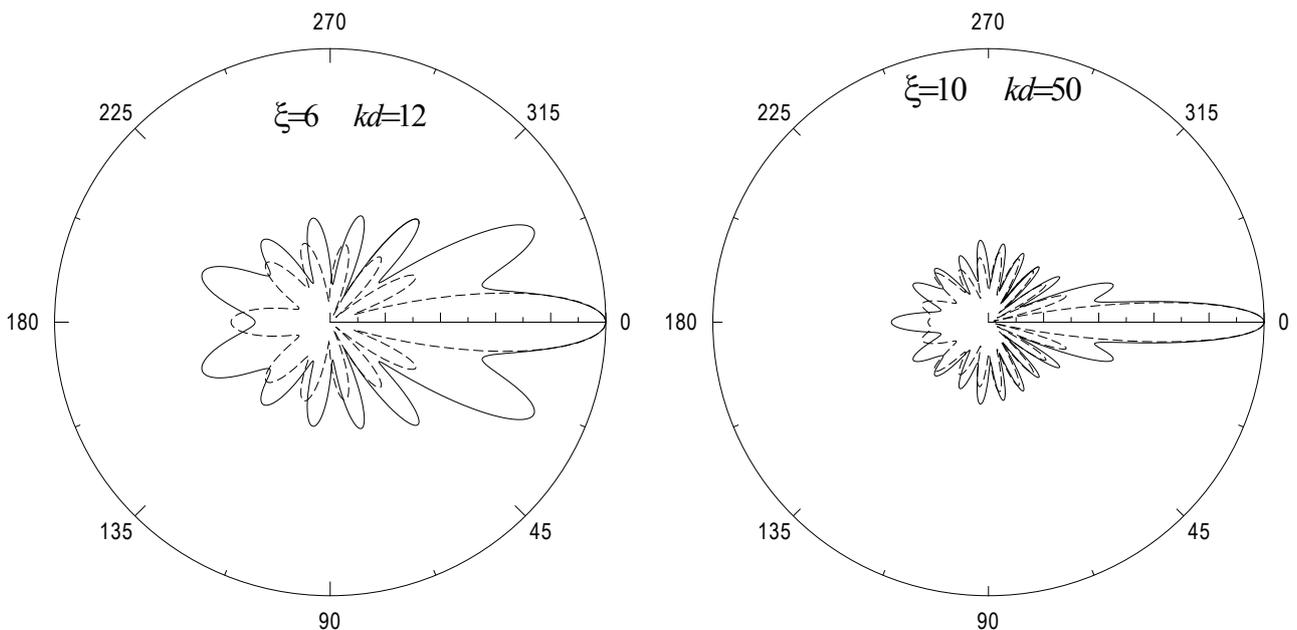


Рис. 4. Индикатрисы рассеяния сдвиговой цилиндрической (сплошные кривые) и плоской (штриховые кривые) волны круговой металлизированной полостью в пьезокерамике PZT-4 на умеренных частотах: слева $\xi = 6$, $kd = 12$; справа $\xi = 10$, $kd = 50$

источника ее излучения от полости. Наибольшие отличия индикатрисы рассеяния цилиндрической волны, выражающиеся усилением ее рассеяния по сравнению с плоской волной по всем азимутам кроме локационного направления $\theta = 0$, имеют место при малом показателе удаления источника от полости: $\delta = 1 - R/d$. Из представленных индикатрис наименьшим показателем $\delta = 0.25$ обладает правая индикатриса рис. 3, а наибольшим $\delta = 0.8$ – правая индикатриса рис. 4. Соответственно, в первом случае имеем особенно сильные отличия индикатрисы рассеяния цилиндрической волны от плоской,

а во втором – хорошо прослеживающееся ее приближение к индикатрисе плоской волны, имеющей показатель $\delta = 1$.

На рис. 5 представлены спектры сечения рассеяния $\sigma = \sigma(\xi)$ сдвиговой цилиндрической волны металлизированной полостью, нормированного на геометрическое сечение рассеяния $\sigma_{\infty}^{(0)} = 4R$ для плоской волны. Горизонтальная штриховая линия здесь и на рис. 6, где аналогичные спектры рассчитаны для неметаллизированной полости, соответствует геометрическому пределу. Рассеянию плоской волны ($kd = \infty$) в рассматриваемом диапазоне значений

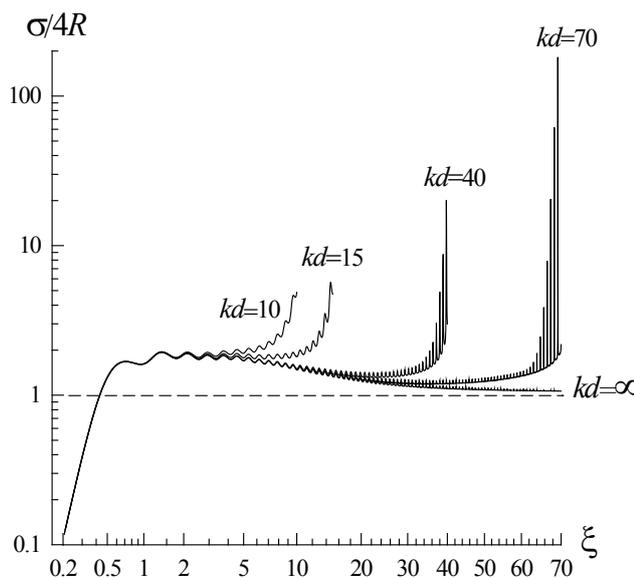


Рис. 5. Спектры сечения рассеяния сдвиговой цилиндрической волны металлизированной полостью в пьезокерамике PZT-4 при значениях $kd = 10, 15, 40$ и 70

$kd \leq 70$ соответствует кривая, приближающаяся к горизонтальной штриховой линии, которая получалась численным счетом при больших значениях $kd \cong 300$. В отличие от нее все остальные спектры сечения рассеяния имеют в силу конечности варьируемого параметра $kd = 10, 15, 40$ и 70 верхнюю границу $\xi_{\max} = kd$, вытекающую из очевидного геометрического ограничения (см. рис. 1) $d \geq R$.

Отличительной особенностью спектров рис. 5 является наличие мелкомасштабных осцилляций сечения рассеяния, обусловленных пьезоэффектом. Объяснение их природы было дано в [3] для случая рассеяния плоской волны и связывалось с возможностью существования на металлизированной границе полости хорошо локализуемых циркуляционных электродвуковых волн. Видно, что у верхней границы спектра, когда кривые зависимости $\sigma = \sigma(\xi)$ из-за роста экранирующего действия полости на излучение источника претерпевают общий подъем, размах осцилляций на высоких частотах ($kd \cong 70, \xi \rightarrow kd$) резко возрастает. Косвенно это свидетельствует об эффективном возбуждении у границы полости большого волнового размера циркуляционной электродвуковой волны близко расположенным линейным источником.

Представленные на рис. 6 для сравнения спектры сечения рассеяния цилиндрической волны неметаллизированной полостью не имеют заметных мелкомасштабных осцилляций, так как в этом случае величина K_{eff}^2 снижается почти на

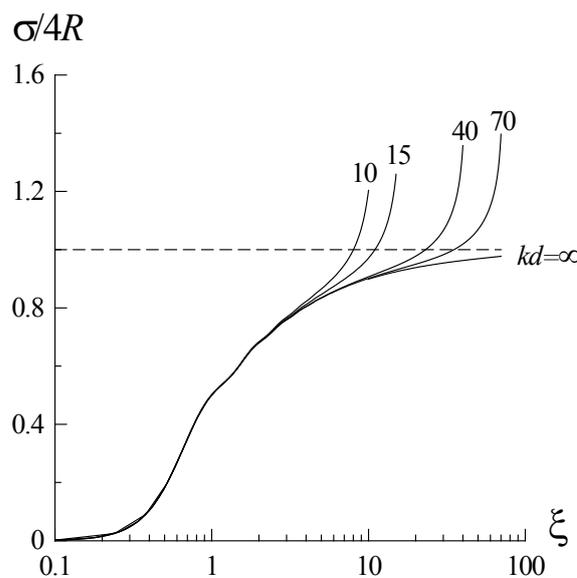


Рис. 6. Спектры сечения рассеяния сдвиговой цилиндрической волны не металлизированной полостью в пьезокерамике PZT-4 при значениях $kd = 10, 15, 40$ и 70

три порядка. Спектры $\sigma = \sigma(\xi)$ поэтому не отличаются от спектров рассеяния сдвиговой цилиндрической волны полостью в обычной упругой среде. Впрочем, они также имеют верхние границы, вблизи которых претерпевают небольшой подъем над геометрическим уровнем.

Заключение

В статье рассмотрены отличительные особенности рассеяния цилиндрической сдвиговой волны круговой полостью пьезоэлектрического кристалла по сравнению с рассеянием плоской сдвиговой волны. Показано, что они существенны при расположении источника излучения сдвиговой волны вблизи поверхности полости и исчезают по мере его удаления от полости на расстояния, большие в масштабах длины волны. Установлена специфическая для цилиндрических волн верхняя граница спектров сечения рассеяния, вблизи которой под влиянием пьезоэффекта в случае металлизированной полости на высоких частотах имеют место существенные осцилляции сечения рассеяния.

Список литературы

1. Шевяхов Н.С. О рассеянии сдвиговой волны низкоомным цилиндром и цилиндрической полостью в пьезоэлектрике класса $C_{6v}(C_{4v})$ // Акустический журнал. 1978. Т. 24. № 2. С. 271–278.
2. Шевяхов Н.С. Особенности рассеяния поперечной волны цилиндрической полостью с полупроводником в гексагональном пьезоэлектрике // Акустический журнал. 1985. Т. 31. № 3. С. 380–384.

3. Шевяхов Н.С. О полном сечении рассеяния поперечной волны полостью в гексагональных и тетрагональных пьезоэлектриках // Акустический журнал. 1998. Т. 44. № 6. С. 855–857.
4. Шевяхов Н.С. Об электродинамической добавке к полному сечению рассеяния сдвиговой волны цилиндрической полостью в пьезоэлектрике // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 1999. Т. 2. № 1. С. 15–19.
5. Нацик В.Д., Чижко К.А. Звуковое излучение при аннигиляции дислокаций // Физика твердого тела. 1972. Т. 14. № 11. С. 3126–3132.
6. Бойко В.С., Гарбер Р.И., Кривенко Л.Ф. Звуковая эмиссия при аннигиляции дислокационного скопления // Физика твердого тела. 1974. Т. 16. № 4. С. 1233–1235.
7. Корнев Б.Г. Введение в теорию бесселевых функций. М.: Наука, 1971. 288 с.
8. Шендеров Е.Л. Волновые задачи гидроакустики. Л.: Судостроение, 1972. 352 с.
9. Cavicci T.J., O'Brien W.D. Acoustic scattering of an incident cylindrical wave by an infinite circular cylinder // IEEE Trans. Sonics on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Contr. 1988. V. 35. № 1. P. 78–80.
10. Труэлл Р., Эльбаум Ч., Чик Б. Ультразвуковые методы в физике твердого тела. М.: Мир, 1972. 307 с.
11. Балакирев М.К., Гишинский И.А. Волны в пьезокристаллах. Новосибирск: Наука, 1982. 240 с.
12. Arslanagic S., Ziolkowski R.W., Breinbjerg O. Excitation of an electrically small metamaterial-coated cylinder by an arbitrary located line source // Microwave and Optical Technology Letters. 2006. V. 48. № 12. P. 2598–2606.

The scattering of a cylindrical shear-axial wave by a circular cavity of piezoelectric crystal

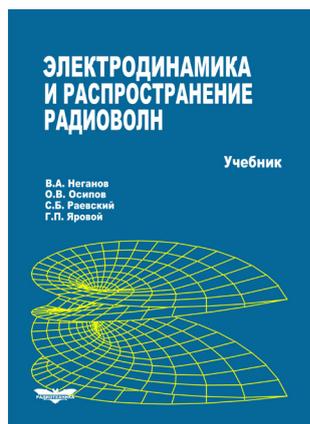
E.G. Kosyak, N.S. Shevyakhov

The features of a cylindrical shear-axial wave scattering by a circular cavity of 6(4)-piezoelectric class crystal are discussed. It is shown, that the basic integral characteristics of scattering - scattering indicatrix and cross section of scattering, change essentially with approach of a linear source of radiation to boundary of a cavity. The small-scale oscillation in spectra of cross section scattering caused by the interference contribution of circulating electroacoustic boundary waves, capable effectively to be kept by concave metalized boundary of a cavity, are noted.

Keywords: diffraction, scattering indicatrix, section of scattering, piezoeffect.

Неганов, В.А.

Электродинамика и распространение радиоволн: учебник / В.А. Неганов [и др.]; под ред. В.А. Неганова и С.Б. Раевского. – Изд. 4-е, доп. и перераб. – М.: Радиотехника, 2009. – 744 с.



ISBN 978-5-88070-154-4

УДК 537.87(075.3)
ББК 22.3
Н 41

Книга написана активно работающими в области электродинамики учеными. Излагаются теория электромагнитного поля с акцентом на радиотехническую электродинамику и анализ волновых процессов; рассматриваются отражение и преломление волн, излучение и дифракция; описываются основные закономерности распространения электромагнитных волн в различных безграничных средах (изотропных, анизотропных, диспергирующих, неоднородных), в направляющих и резонансных структурах, в природных условиях. Осуждаются методы математического моделирования в электродинамике, опирающегося на применение ЭВМ.

Отличительной особенностью книги является обсуждение современных проблем электродинамики: расчет электромагнитных волн в ближних зонах излучающих структур (самосогласованный метод расчета), комплексных волн в волноведущих структурах и др.

Предназначается для студентов радиотехнических и радиофизических специальностей вузов, а также инженеров-радиотехников и радиофизиков.