

УДК 534.232

АНАЛИЗ ВОЗБУЖДЕНИЯ ПАВ В ПЬЕЗОПЛЕНОЧНЫХ СЛОИСТЫХ ЗВУКОПРОВОДАХ ЭЛЕКТРОДНЫМИ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯМИ

В. С. Усов, Д. И. Дегтярев, А. И. Сурьгин

В данной работе предпринимается попытка обобщения теории пьезопленочных преобразователей на основе метода, применяемого в теории возбуждения электромагнитных волн в волноводах и основанного на интегрировании леммы Лоренца по некоторой замкнутой поверхности, заключающей в себя сторонние источники полей. Последовательное применение этого метода позволило получить ряд новых результатов, относящихся к зависимости эффективности возбуждения поверхностных акустических волн от толщины пьезопленки, вида электродной системы и конфигурации слоистого звукопровода.

Введение

Пьезопленочные преобразователи широко применяются в акустоэлектронике и акустооптике. Строгая теория таких преобразователей очень сложна, поэтому большое значение имело появление работы [1], в которой на основе теории нормальных мод акустических волноводов [2] и метода возмущений [2, 3] задача возбуждения волн пьезопленочным преобразователем приближенно сведена к анализу дисперсионных характеристик звукопровода (к определению параметра $\Delta v/v$) и к решению простой электростатической задачи для слоистой среды без волнового движения.

В последующие годы многочисленные работы, посвященные исследованию свойств и применениям пьезопленочных структур (например, [4-8]), опирались на результаты статьи [1].

Однако в соответствующих задачах электромагнитной теории [9] в отличие от [1] поля возбуждаемых мод берутся такими, какие они существуют в дальней (волновой) зоне, а в области расположения источников и нарушения регулярности волновода суммы полей нормальных мод никаким измененным граничным условиям не подчиняются. В данной работе ставилась цель обобщить такой подход на акустические волноводы и проанализировать те новые ситуации, которые при этом возникают.

Расчет потока мощности возбуждаемой моды на основе интегрирования обобщенной леммы Лоренца

Обобщенная лемма Лоренца для двух произвольных полевых решений (с индексами «1» и «2») в квазистатическом приближении имеет вид [2]

$$\nabla[-\mathbf{v}_1 \tilde{T}_2^* - \mathbf{v}_2 \tilde{T}_1^* + \Phi_1(j\omega \mathbf{D}_2)^* + \Phi_2^*(j\omega \mathbf{D}_1)] = \mathbf{v}_2^* \mathbf{F}_1 + \mathbf{v}_1 \mathbf{F}_2^* + \Phi_1(j\omega \rho_{e2})^* + \Phi_2^*(j\omega \rho_{e1}). \quad (1)$$

Здесь \mathbf{v} — поле скоростей частиц, \tilde{T} — тензор механического напряжения, \mathbf{D} — вектор электрической индукции, Φ — электрический потенциал, \mathbf{F} — объемная плотность сторонней силы, ρ_e — объемная плотность сторонних электрических зарядов; все эти обозначения вводятся для комплексных амплитуд соответствующих величин.

Далее будет рассмотриваться двумерная несамосогласованная задача возбуждения волн преобразователями, образованными двумя произвольными системами тонких идеально проводящих электродов (рис. 1—3), протяженность которых в направлении y , перпендикулярном плоскости чертежа, считается бесконечной. Электроды нанесены на две стороны плоского пьезоэлектрического слоя I , расположенного на полубесконечной однородной непьезоэлектрической подложке II . Тогда сторонним источником следует считать поверхностную плотность электрического заряда на электродах $\sigma(x, z)$ или связанное с ней распределение электрического потенциала $\Phi_{ст}(x, z)$, найденные из решения двумерной задачи электростатики для слоистой среды без волновых явлений.

Вначале рассмотрим электродный преобразователь с волноведущей структурой без металлических пленок на границах раздела сред $z=0, H$ (рис. 1). Выберем контур интегрирования \mathcal{L} в плоскости xz так, чтобы отрезки AB и CD располагались в дальней зоне распространяющихся поверхностных акустических волн (ПАВ).

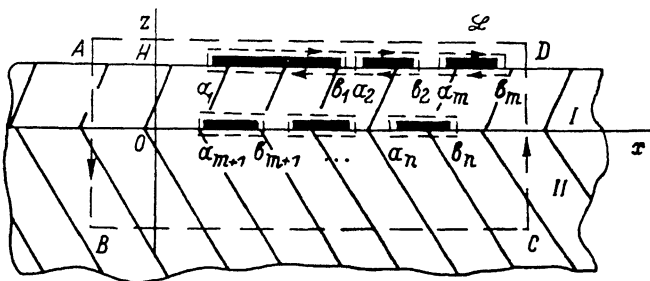


Рис. 1. Электродный преобразователь, сопряженный с волноведущей структурой без металлизации на границах пьезоленки $z=0, H$ (a_i, b_i — координаты краев электродов).

Отрезки BC и AD расположим на достаточном удалении от области источников, чтобы на этих границах были пренебрежимо малы как упругие, так и электрические поля. Из прямоугольной области $ABCD$ вырежем n бесконечно узких по z замкнутых контуров, охватывающих все n электродов. В образовавшейся многосвязной области отсутствуют сторонние объемные силы и электрические заряды, т. е. $F \equiv 0, \rho_e \equiv 0$, поэтому правая часть формулы (1) обращается в нуль.

Проинтегрируем теперь (1) по контуру многосвязной области $ABCD$, учитывая сделанные выше предположения. При этом индекс «1» припишем величинам, относящимся к возбуждаемой моде ПАВ, а индекс «2» — полным полям в волноводе, представляемым обычным образом в виде разложения на сумму нормальных мод данного конкретного вида волноведущей структуры. Опуская подробности стандартных для таких расчетов математических операций, опирающихся на соотношения ортогональности нормальных мод [2, 9, 10], приведем результат интегрирования

$$2P_1 = j\omega \left\{ \sum_{k=1}^m \int_{a_k}^{b_k} \Phi_1(x, H) [D_{2n}^*(x, H_+) - D_{2n}^*(x, H_-)] dx + \sum_{k=m+1}^n \int_{a_k}^{b_k} \Phi_1(x, 0) [D_{2n}^*(x, 0_+) - D_{2n}^*(x, 0_-)] dx \right\} / 4. \quad (2)$$

Здесь $2P_1$ — поток средней мощности возбуждаемой моды на единицу длины по координате y через отрезки AB и CD контура интегрирования, правая часть соответствует общему потоку полной электрической мощности (также на единицу длины по координате y) от сторонних источников — электродов преобразователя.

Такой результат интегрирования основан на предположении о непрерывности нормальной компоненты электрической индукции D_{1n} возбуждаемой

моды, что имеет место в рассматриваемой волноведущей структуре. Очевидно, что для каждого k -го электрода $D_{2n}^*(x, z_+) - D_{2n}^*(x, z_-) = \sigma_k^*(x)$, где σ_k^* — комплексносопряженная поверхностная плотность заряда на этом электроде. Если учесть, что $\sigma(x, z) \equiv 0$ везде, кроме поверхности электродов, то (2) тождественно преобразуется к виду

$$2P_1 = j\omega \left[\int_{-\infty}^{\infty} \Phi_1(x, H) \sigma^*(x, H) dx + \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_1(x, 0) \sigma^*(x, 0) dx \right] / 4. \quad (3)$$

Теперь остается конкретизировать зависимость $\Phi_1(x)$. Так как имеются две волны возбуждаемой моды, распространяющиеся во взаимно противоположных направлениях вдоль оси x , причем в силу симметрии волновода по x их амплитуды одинаковы, то

$$\left. \begin{aligned} \Phi_1(x, H) &= \Phi_{1M}(H) [\exp(jk_1x) + \exp(-jk_1x)], \\ \Phi_1(x, 0) &= \Phi_{1M}(0) [\exp(jk_1x) + \exp(-jk_1x)]. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Здесь $\Phi_{1M}(H)$, $\Phi_{1M}(0)$ — комплексные амплитуды бегущих волн электрического потенциала, k_1 — волновое число возбуждаемой моды ПАВ.

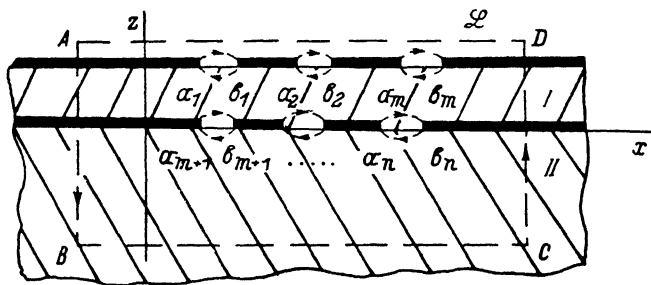


Рис. 2. Щелевой преобразователь, сопряженный с волноведущей структурой с металлизацией на границах пьезопленки $z=0, H$ (a_i, b_i — координаты краев щелей).

Используя представления (4) потенциала Φ_1 , можно преобразовать (3) к виду

$$P_1 = j\omega [\Phi_{1M}(H) \tilde{\sigma}^*(H) + \Phi_{1M}(0) \tilde{\sigma}^*(0)] / 4, \quad (5)$$

где $\tilde{\sigma}^*$ есть косинус-преобразование Фурье (по x) от функции $\sigma^*(x)$.

Очевидно, что мнимая составляющая правой части (5) должна обращаться в нуль, что обеспечивается правильным выбором начальной фазы излучаемых волн относительно заданного распределения поверхностного заряда на электродной системе. Поэтому

$$P_1 = \text{Re} \{ j\omega [\Phi_{1M}(H) \tilde{\sigma}^*(H) + \Phi_{1M}(0) \tilde{\sigma}^*(0)] \} / 4. \quad (6)$$

Теперь рассмотрим другой вид волноведущей структуры (рис. 2). При этом преобразователь удобно представить системой щелей с координатами краев a_k, b_k , внутри которых задано распределение стороннего электрического потенциала $\Phi_{\text{ср}}(x)$, поэтому будем называть такой преобразователь щелевым. Контур \mathcal{L} выбираем из тех же соображений, что и в предыдущем случае, но из него вырезается n замкнутых бесконечно узких контуров, охватывающих все щели.

Интегрирование (1) по контуру \mathcal{L} приводит в данном случае к другому результату, так как $\Phi_1(x, H) = \Phi_1(x, 0) \equiv 0$. Теперь вклад в общий интеграл от малых внутренних контуров, охватывающих щели, будет связан с членом $\Phi_2^*(j\omega \mathbf{D}_1)$ (1), что дает вместо (2) выражение

$$2P_1 = j\omega \left\{ \sum_{k=1}^m \int_{a_k}^{b_k} \Phi_{\text{ср}}^*(x, H) [D_{1n}(x, H_+) - D_{1n}(x, H_-)] dx + \sum_{k=m+1}^n \int_{a_k}^{b_k} \Phi_{\text{ср}}^*(x, 0) [D_{1n}(x, 0_+) - D_{1n}(x, 0_-)] dx \right\} / 4. \quad (7)$$

Поскольку разрыв вектора электрической индукции в излучаемой моде ПАВ связан с появлением поверхностных зарядов на металлических пленках, присутствующих в данном варианте звукопровода, можно плотность этих зарядов обозначить через $\sigma_{1A}(H)$, $\sigma_{1A}(0)$ и привести выражение (7) к форме:

$$2P_1 = j\omega \left[\int_{-\infty}^{\infty} \Phi_{\text{ср}}^*(x, H) \sigma_{1A}(x, H) dx + \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_{\text{ср}}^*(x, 0) \sigma_{1A}(x, 0) dx \right] / 4. \quad (8)$$

Наконец, взамен формул (4) из тех же соображений, что и ранее, имеем

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{1A}(x, H) &= \sigma_{1AM}(H) [\exp(jk_1x) + \exp(-jk_1x)], \\ \sigma_{1A}(x, 0) &= \sigma_{1AM}(0) [\exp(ik_1x) + \exp(-jk_1x)]. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Окончательный результат для щелевого преобразователя

$$P_1 = \text{Re} \{ j\omega [\sigma_{1AM}(H) \Phi_{\text{ср}}^*(H) + \sigma_{1AM}(0) \Phi_{\text{ср}}^*(0)] \} / 4. \quad (10)$$

Очевидно, аналогичным образом можно составить выражения для P_1 в случаях смешанного типа, когда в одной из плоскостей ($z=0$ или H) электроды металлические, а в другой — щелевые. Формулы (6), (10) и их смешанные аналоги связывают мощность ПАВ в дальней зоне с Фурье-образами плотности поверхностных зарядов или (и) сторонних потенциалов преобразователя, которые в принципе всегда могут быть найдены из решения соответствующей электростатической задачи. Кроме того, необходимо располагать электрическими характеристиками и Φ_1 и (или) σ_{1A} в сечениях $z=0, H$ (возбуждаемой моды ПАВ). Они также всегда могут быть получены из известных решений задач распространения ПАВ в волноводе той или иной структуры.

В ряде практически важных частных случаев, как будет показано далее, все необходимые данные для полного расчета эффективности преобразователя легко находятся по хорошо известным из научно-технической литературы результатам.

Проводимость излучения преобразователя и эффективный коэффициент электромеханической связи

Для нахождения соотношения мощности излучаемой моды ПАВ с введенной к преобразователю внешней электрической мощностью необходимо связать электрические параметры волны Φ_{1M} и σ_{1AM} с потоком мощности P_1 . С этой целью удобно воспользоваться импедансом двуслойной акустической среды Z_1 , введенным в [1]. По определению $Z_1 = |\Phi_{1M}|^2 / 2P_1$, поэтому $\Phi_{1M} = \sqrt{2P_1 Z_1}$. Начальные фазы комплексных амплитуд потенциала ПАВ $\Phi_{1M}(H)$ и $\Phi_{1M}(0)$ обозначим Θ_H и Θ_0 , условие их выбора уже было оговорено в связи с необходимой вещественностью выражения (5). Итак,

$$\begin{aligned} \Phi_{1M}(H) &= \sqrt{2P_1 Z_1(H)} \exp(j\Theta_H), \\ \Phi_{1M}(0) &= \sqrt{2P_1 Z_1(0)} \exp(j\Theta_0). \end{aligned}$$

Подставляя эти представления потенциала ПАВ в (6), получим

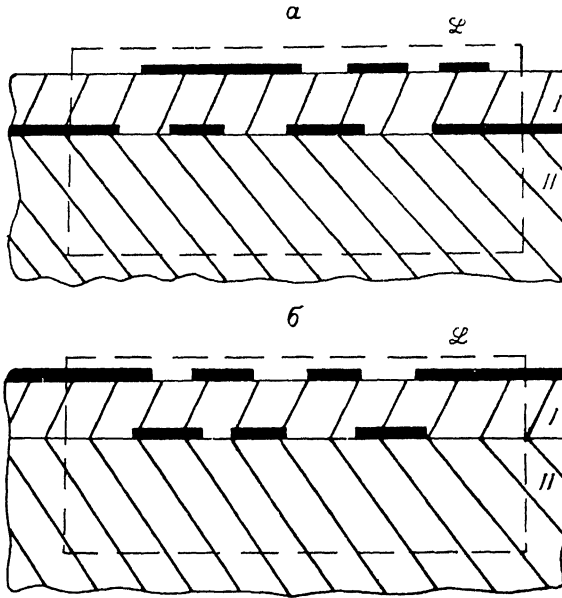
$$P_1 = -\frac{1}{8} \omega^2 [\sqrt{Z_1(H)} \sigma^*(H) \exp(j\Theta_H) + \sqrt{Z_1(0)} \sigma^*(0) \exp(j\Theta_0)]^2. \quad (11)$$

Предположим, что реальный преобразователь имеет размер электродов по оси y (апертуру) w , и к его входным электрическим зажимам (при двух-

фазном напряжении с амплитудой U_M . Тогда подводимая активная мощность $P_{\text{в1}} = (U_M^2/2)G_{1A}(\omega)$, где G_{1A} — проводимость излучения возбуждаемой моды ПАВ. Из очевидного соотношения $P_{\text{в1}} = 2P_1w$ находится окончательный результат — проводимость излучения электродного преобразователя (рис. 1)

$$G_{1A}(\omega) = -\frac{1}{2}\omega^2w[\sqrt{Z_1(H)}\hat{\delta}^*(H)\exp(j\theta_H) + \sqrt{Z_1(0)}\hat{\delta}^*(0)\exp(j\theta_0)]^2. \quad (12)$$

В (12) введены нормированные Фурье-образы поверхностной плотности зарядов на электродах $\hat{\delta} = \delta/U_M$. Значения $Z_1(0)$ и $Z_1(H)$ могут быть найдены либо непосредственным численным расчетом при решении задачи распространения ПАВ в волноведущей структуре данного типа, либо приближенно определены через параметр $\Delta v/v$ (если он известен) методом возмущения, развитым Кайно и Уэйджерсом в [1].



Фиг. 3. Преобразователи смешанного типа, сопряженные с волноведущими структурами с металлизацией только одной из границ пьезопленки.

a — нижняя $z=0$, b — верхняя $z=H$.

Несколько иначе обстоит дело с расчетом проводимости излучения щелевого ВШП. Для удобства введем некий фиктивный адмиттанс двуслойной акустической среды с металлической пленкой Y_1 . Количественно определим его следующим образом: $Y_1 = |\sigma_{1AM}|^2/2P_1$, тогда $|\sigma_{1AM}| = \sqrt{2P_1Y_1}$. Начальные фазы комплексных амплитуд поверхностных плотностей зарядов ПАВ $\sigma_{1AM}(H)$ и $\sigma_{1AM}(0)$ обозначим Ψ_H и Ψ_0 , их выбор должен обеспечить вещественность выражения (8). Таким образом,

$$\begin{aligned}\sigma_{1AM}(H) &= \sqrt{2P_1Y_1(H)}\exp(j\Psi_H), \\ \sigma_{1AM}(0) &= \sqrt{2P_1Y_1(0)}\exp(j\Psi_0).\end{aligned}$$

В результате проводимость излучения щелевого преобразователя оказывается равной

$$G_{1A}(\omega) = -\frac{1}{2}\omega^2w[\sqrt{Y_1(H)}\hat{\Phi}_{\text{ст}}^*(H)\exp(j\Psi_H) + \sqrt{Y_1(0)}\hat{\Phi}_{\text{ст}}^*(0)\exp(j\Psi_0)]^2, \quad (13)$$

где введено нормированное значение стороннего электрического потенциала $\hat{\Phi}_{\text{ст}} = \Phi_{\text{ст}}/U_M$.

В случае смешанных электродно-щелевых преобразователей, как с очевидностью следует из методики вывода формул (12), (13), слагаемые в квадратных скобках будут комбинироваться следующим образом:

$$G_{1A}(\omega) = -\frac{1}{2} \omega^2 w [\sqrt{Z_1(H)} \hat{\delta}^*(H) \exp(j\Theta_H) - \sqrt{Y_1(0)} \hat{\Phi}_{ct}^*(0) \exp(j\Psi_0)]^2 \quad (14)$$

(для преобразователя, приведенного на рис. 3, а),

$$G_{1A}(\omega) = -\frac{1}{2} \omega^2 w [\sqrt{Y_1(H)} \hat{\Phi}_{ct}^*(H) \exp(j\Psi_H) - \sqrt{Z_1(0)} \hat{\delta}^*(0) \exp(j\Theta_0)]^2 \quad (15)$$

(для преобразователя, приведенного на рис. 3, б).

Если более удобной оказывается нормировка $\hat{\delta}$ и $\hat{\Phi}_{ct}$ к полному току, втекающему во все однополярные электроды, то аналогичным способом можно получить четыре формулы для сопротивления излучения $R_{1A}(\omega)$, соответствующего последовательной эквивалентной схеме преобразователя.

Немаловажным является вопрос об эффективном коэффициенте электро-механической связи рассматриваемых преобразователей. Вообще говоря, коэффициент электро-механической связи для ПАВ не имеет строгого и однозначного определения, но как полуэмпирический параметр он получил широкое распространение в практике акустоэлектронных приборов. Дело в том, что для простых эквидистантных встречно-штыревых преобразователей на полубесконечном пьезокристалле приближенно выполняется условие

$$Q_A^{-1} = G_{1A}(\omega_0)/\omega_0 C_T \approx N \frac{2\Delta v}{v} \equiv N k_m^2,$$

где Q_A — акустическая добротность, C_T — емкость ВПП из N периодов, $2\Delta v/v$ — дисперсионный параметр пьезокристалла, k_m^2 — коэффициент электро-механической связи.

Несмотря на то что результаты данной работы еще раз подчеркивают утрату физического смысла параметром k_m^2 при таком его определении, далее мы будем формально использовать этот параметр, рассчитывая его для эквидистантных преобразователей с помощью выражения [1]

$$k_m^2 = G_{1A}(2\pi f_0)/\pi^2 N f_0 C_T. \quad (16)$$

Это позволит проводить адекватное сопоставление данных, полученных в нашей работе, с аналогичными данными из других известных работ.

Расчет коэффициента электро-механической связи эквидистантных пьезопленочных преобразователей

Для иллюстрации применения развитого в данной работе метода были выбраны несколько простых случаев, представляющих практический интерес. Это электродные преобразователи с решеткой металлических электродов с одной стороны пьезопленки и со сплошным широким контроэлектродом с другой ее стороны (структуры 1а, 1б на рис. 4, 5) и электродные или электродно-щелевые преобразователи, имеющие только электродную решетку с одной или с другой стороны пленки (структуры 2а, 2б на рис. 4, 5). Важно отметить, что

Материал	ρ , кг/м ³	$\frac{\epsilon_{11}}{\epsilon_0}$	$\frac{\epsilon_{33}}{\epsilon_0}$	λ , Н/м ²	μ , Н/м ²	$\frac{e_{31}}{\text{Кл/м}^2}$	$\frac{e_{33}}{\text{Кл/м}^2}$	$\frac{e_{15}}{\text{Кл/м}^2}$
ZnO	5642	10.2	8.8	$11.13 \cdot 10^{10}$	$4.65 \cdot 10^{10}$	-0.59	1.14	-0.61
Стекло	2540	4.5	4.5	$1.71 \cdot 10^{10}$	$2.53 \cdot 10^{10}$	—	—	—

Примечание. ρ — плотность среды, ϵ_{ik} — компоненты тензора диэлектрической проницаемости, λ и μ — упругие коэффициенты Ламэ, e_{ik} — компоненты матрицы пьезокоэффициентов.

варианты, помеченные буквами «а» и «б», при традиционном подходе неразличимы, поэтому любые обнаруженные отличия в их характеристиках представляют собой новую информацию.

Для простоты все решетки считались эквидистантными, с одинаковой шириной электродов и зазоров и с достаточно большим числом электродных пар

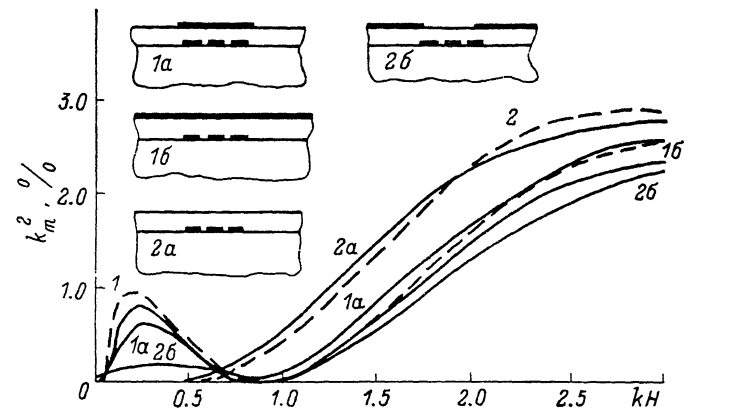


Рис. 4. Результаты расчетов эффективности возбуждения ПАВ электродными преобразователями различного типа, расположенными на границе раздела пьезопленка—подложка.

($N \geq 8$) для структур вида 1 и с малым ($N=1$) для вида 2, где предлагаемый метод позволяет выявить влияние границ металлизации, в расчет заложено перекрытие краев металлизации и решеток на $\lambda/10$. На частоте синхронизма решетки f_0 вполне допустимо принять плотность заряда на электродах равномерной по их ширине, причем значение нормированной Фурье-преобразованной

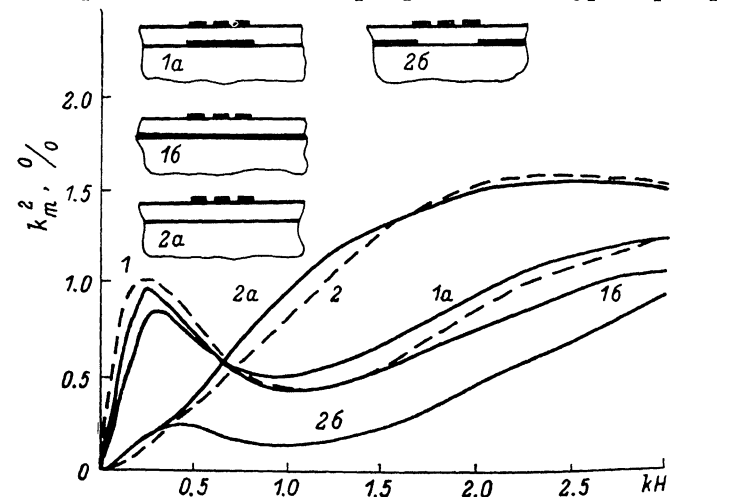


Рис. 5. Результаты расчетов эффективности возбуждения ПАВ электродными преобразователями различного типа, расположенными на верхней границе пьезопленки.

δ в плоскости расположения решетки легко вычисляется через электростатическую емкость преобразователя C_T : $\delta = 4\sqrt{2}C_T/\pi w$. Фурье-образы плотности заряда, наведенного на контрэлектроде (варианты преобразователей 1а, 1б, 2а, 2б), или электрического потенциала в щели (варианты 2а, 2б) выражаются через δ с помощью решений соответствующих простых задач электростатики, совершенно аналогичных рассмотренным в [1] (пары 1а и 1б, 2а и 2б в теории [1] неразличимы).

Самой трудоемкой частью расчета является вычисление Z_1 или Y_1 возбуждаемой моды ПАВ в волноводе той или иной структуры. Эти вычисления про-

водились нами в предположении упругой изотропности материалов пленки и подложки. Конкретные данные были получены для низшей (квазирэлеевской) моды в типовой слоистой структуре: пьезопленка ZnO (базовой плоскости) на подложке из стекла. Исползованные значения материальных параметров приведены в таблице.

Результаты расчета по формуле (16) зависимости k_m^2 от нормированной толщины пленки kH на частоте $f=f_0$ представлены для соответствующих вариантов преобразователей на рис. 4, 5, где штриховыми линиями показаны значения $2\Delta v/v$, которым должен быть равен k_m^2 при традиционном подходе на основании [1].

Анализ результатов и выводы

Сопоставление расчетных данных для электродных преобразователей (1а, 1б) показывает, что качественный характер зависимостей k_m^2 от kH , полученных по предложенному методу, соответствует поведению кривых $2\Delta v/v$. Можно отметить заметные количественные отличия в районе первого максимума: пониженное значение $k_m^2 \max$ (примерно на 50 %) по сравнению с $2\Delta v/v$ и такое же смещение $(kH)_{\max}$ в сторону больших толщин в структуре 1б (рис. 4). Как нам представляется, этим можно объяснить часто отмечавшиеся в литературе пониженные экспериментальные значения k_m^2 в таких структурах, что обычно связывалось с недостаточно высоким качеством пьезопленки.

Преобразователи без контрэлектрода оказываются еще более чувствительными к структуре поля возбуждаемой моды. Здесь возможно как резкое повышение эффективности возбуждения при введении металлизации на одну из границ волновода (рис. 4, кривая 2б, $kH < 0.6$), так и заметное ее снижение (рис. 4, кривая 2б, $kH > 0.8$; рис. 5, кривая 2б, $kH > 0.6$). Эти новые обстоятельства, до сих пор не отмечавшиеся в известных нам работах, имеют важное значение как при разработке пьезопленочных преобразователей для тех или иных практических применений, так и при оценке качества пьезоэлектрических пленок по результатам измерений акустоэлектрических параметров тестовых структур [11].

Таким образом, в данной работе установлено, что учет структуры волновых полей возбуждаемой моды в звуковом волноводе при решении задачи об излучении этой моды пьезопленочным преобразователем имеет существенное значение и приводит к некоторым качественно новым результатам. Предложенное нами обобщение теории легко может быть распространено на ряд других представляющих практический интерес конфигураций преобразователь—волновод, что позволит обнаружить новые закономерности в их характеристиках.

Литература

- [1] Kino G. S., Wagers R. S. J. Appl. Phys., 1973, v. 44, N 4, p. 1480—1488.
- [2] Auld B. A., Kino G. S. IEEE Trans., 1971, v. ED-18, N 10, p. 898—908.
- [3] Kino G. S., Reeder T. M. IEEE Trans., 1971, v. ED-18, N 10, p. 909—920.
- [4] Hickernell F. S. J. Appl. Phys., 1973, v. 44, N 3, p. 1061—1076.
- [5] Андреев А. С., Алисимкин В. И., Котельянский И. М. и др. Микроэлектроника, 1980, т. 9, № 3, с. 277—279.
- [6] Гранкин И. М., Лопушенко В. К., Погребняк В. П. Изв. вузов. Радиоэлектроника, 1981, т. 24, № 11, с. 70—73.
- [7] Burov J. I., Ta Dink Kahn. Болгарский физический журнал, 1982, т. 9, № 2, с. 159—1976.
- [8] Pashchin N. S., Yakovkin I. B. Proc. Intern. Symp. «Surface waves in solids and layered structures». Novosibirsk, 1986, v. II, p. 398—400.
- [9] Никольский В. В. Электродинамика и распространение радиоволн. М.: Наука, 1978. 544 с.
- [10] Auld B. A. Acoustic fields and waves in solids. N. Y.: Wiley—Interscience, 1973, v. 2. 415 p.
- [11] Гусев В. А., Сурьгин А. И., Усов В. С. Вопросы радиоэлектроники. Сер. ТПО, 1985, № 2, с. 18—23.