

01;05;08;11;12

Численный расчет параметров поверхностных и псевдоповерхностных акустических волн в многослойных структурах

© В.И. Чередник, М.Ю. Двоешерстов

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
603950 Нижний Новгород, Россия
e-mail: Cherednik@ichem.unn.ru, Dvoesh@rf.unn.ru

(Поступило в Редакцию 4 февраля 2003 г.)

Рассмотрена общая методика численного расчета параметров поверхностных и псевдоповерхностных электроакустических волн, распространяющихся в многослойных пьезокристаллических структурах. Приводятся конкретные результаты, иллюстрирующие возможность оптимизации параметров волны за счет использования различных материалов слоев и пьезокристаллических подложек.

Введение

Нанесение на поверхность пьезокристаллической подложки слоев из других материалов в некоторых случаях позволяет улучшить параметры распространяющейся электроакустической поверхности волны (ЭАПВ). Например, металлическая пленка определенной толщины может термокомпенсировать волну для ориентаций пьезокристалла, соответствующих сравнительно высокому значению пьезоэлектрической связи. За счет слоя можно изменить скорость волны, а значит, и рабочую частоту акустоэлектронного устройства. Влияние внешней среды (газ, жидкость) на свойства слоя и на характеристики волны используется в сенсорах. Наконец, слой может выполнять защитную функцию, предохраняя поверхность кристалла от нежелательных внешних воздействий. Используя многослойные структуры, можно также уменьшить дисперсионные искажения скорости волны, имеющие место в случае однослойной структуры. Поэтому задача анализа и оптимизации параметров ЭАПВ, распространяющихся в многослойных структурах является весьма актуальной. Различные аспекты этой проблемы обсуждаются, в частности, в работах [1–4].

В данной работе приведены граничные условия для различных типов слоев (диэлектрический, металлический, пьезодиэлектрический) и пьезоподложки любого класса кристаллографической симметрии, а также приводится общая методика решения задачи численного расчета параметров ЭАПВ, распространяющихся в многослойных пьезокристаллических структурах.

Постановка задачи, граничные условия

Параметры ЭАПВ, распространяющихся в многослойных структурах, определяются как материальными свойствами пьезокристаллической подложки, так и свойствами каждого отдельного слоя. При этом необходимо

решить систему уравнений пьезоакустики [5]

$$\rho \frac{\partial^2 u_j}{\partial t^2} - c_{ijkl} \frac{\partial^2 u_k}{\partial X_i \partial X_l} = e_{kij} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial X_k \partial X_i},$$

$$\varepsilon_{ik} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial X_i \partial X_k} = e_{ikl} \frac{\partial^2 u_k}{\partial X_i \partial X_l}; \quad i, j, k, l = 1, 2, 3. \quad (1)$$

Здесь X_i — координаты; c_{ijkl} , e_{ijk} , ε_{ij} — тензоры упругих, пьезоэлектрических, диэлектрических констант; ρ — плотность среды; u_i — механические смещения; φ — электрический потенциал; t — время. Система уравнений (1) должна решаться для каждой среды, входящей в состав рассматриваемой системы (рис. 1). Решение системы уравнений (1) ищется в виде

$$u_j = \alpha_j \exp(ikb_3 X_3) \exp[ik(b_1 X_1 - vt)],$$

$$\varphi = \alpha_4 \exp(ikb_3 X_3) \exp[ik(b_1 X_1 - vt)]; \quad j = 1, 2, 3. \quad (2)$$

Здесь α_j — амплитуды механических смещений; α_4 — амплитуда электрического потенциала; k — волновое число; v — скорость волны; b_1 и b_3 — коэффициенты, определяющие зависимость амплитуды волны от координат X_1 и X_3 соответственно. В общем случае коэффициент b_1 можно представить в виде $b_1 = 1 + i\delta$, где δ — действительная положительная величина, представляющая собой коэффициент затухания волны вдоль

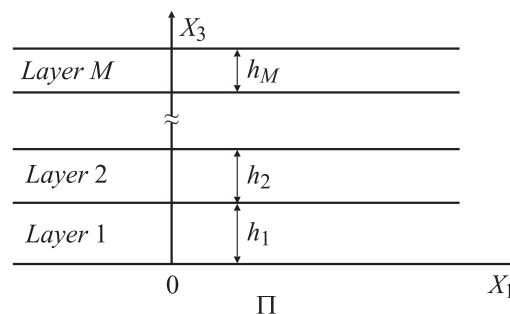


Рис. 1. Многослойная структура. П — пьезоподложка.

направления распространения. Для поверхностной акустической волны коэффициент затухания $\delta = 0$, для псевдоповерхностной акустической волны $\delta > 0$ [6]. Подстановка (2) в (1) приводит в общем случае к системе уравнений Кристоффеля, решение которых позволяет для заданных значений скорости волны V и коэффициента затухания δ определить в общем случае восемь комплексных корней $b_3^{(n)}$ ($n = 1 - 8$) и соответствующий ему набор комплексных амплитуд $\alpha_1^{(n)}$, $\alpha_2^{(n)}$, $\alpha_3^{(n)}$ и $\alpha_4^{(n)}$. Общее решение для каждой среды формируется в виде линейной комбинации парциальных волн в этой среде

$$u_j^{(m)} = \sum_{n=N_{m-1}+1}^{N_m} C_n \alpha_j^{(n)} \exp[ik(b_i^{(n)} X_i - Vt)],$$

$$\varphi^{(m)} = \sum_{n=N_{m-1}+1}^{N_m} C_n \alpha_4^{(n)} \exp[ik(b_i^{(n)} X_i - Vt)]; \quad i, j = 1, 2, 3. \quad (3)$$

Здесь $b_1^{(n)} = 1 + i\delta$, $b_2^{(n)} = 0$ для всех сред, $b_3^{(n)}$ — набор корней полиномиального уравнения, индивидуальный для каждой среды, $N_m = n_0 + n_1 + \dots + n_m$, n_m — количество парциальных мод в среде номер m ($m = 0$ — подложка, $m = 1$ — первый слой и т.д., $N_{0-1} = n_{0-1} = 0$), C_n — неизвестные амплитудные коэффициенты.

При анализе поверхностной либо псевдоповерхностной акустической волны должны быть выбраны правила отбора корней $b_3^{(n)}$, относящихся к подложке. Для каждого слоя правило отбора корней $b_3^{(n)}$ простое — решение следует формировать в виде линейной комбинации всех парциальных мод в каждом веществе слоя. Неизвестные коэффициенты линейной комбинации C_n в (3) определяются с помощью граничных условий на всех границах раздела и на внешней границе верхнего слоя. К сожалению, нет возможности сформулировать граничные условия в универсальном виде, пригодном для любых комбинаций материалов подложки и слоев.

1. Пьезоэлектрические слои на пьезоподложке. В этом случае на всех внутренних границах должны выполняться условия непрерывности трех компонент механических смещений u_j , трех нормальных компонент тензора механических напряжений T_{3j} , электрического потенциала φ и нормальной составляющей индукции электрического поля D_3 . При этом граничные условия на границе раздела сред m и $m + 1$ следующие:

$$\sum_{n=N_{m-1}+1}^{N_m} C_n \alpha_j^{(n)} \exp[ikb_3^{(n)} X_3^{(m)}] = \sum_{n=N_m+1}^{N_{m+1}} C_n \alpha_j^{(n)} \exp[ikb_3^{(n)} X_3^{(m)}], \quad (4a)$$

$$\begin{aligned} & \sum_{n=N_{m-1}+1}^{N_m} C_n (c_{3jk} \alpha_k^{(n)} b_l^{(n)} + e_{k3j} \alpha_4^{(n)} b_k^{(n)}) \exp[ikb_3^{(n)} X_3^{(m)}] \\ & = \sum_{n=N_m+1}^{N_{m+1}} C_n (c_{3jk} \alpha_k^{(n)} b_l^{(n)} + e_{k3j} \alpha_4^{(n)} b_k^{(n)}) \exp[ikb_3^{(n)} X_3^{(m)}], \quad (4b) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \sum_{n=N_{m-1}+1}^{N_m} C_n \alpha_4^{(n)} \exp[ik(b_3^{(n)} X_3^{(m)})] \\ & = \sum_{n=N_m+1}^{N_{m+1}} C_n \alpha_4^{(n)} \exp[ik(b_3^{(n)} X_3^{(m)})], \quad (4c) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \sum_{n=N_{m-1}+1}^{N_m} C_n (e_{3jk} \alpha_j^{(n)} b_k^{(n)} - \varepsilon_{3j} \alpha_4^{(n)} b_j^{(n)}) \exp[ikb_3^{(n)} X_3^{(m)}] \\ & = \sum_{n=N_m+1}^{N_{m+1}} C_n (e_{3jk} \alpha_j^{(n)} b_k^{(n)} - \varepsilon_{3j} \alpha_4^{(n)} b_j^{(n)}) \exp[ikb_3^{(n)} X_3^{(m)}]. \quad (4d) \end{aligned}$$

В этих выражениях $m = 0, 1, 2, \dots, M - 1$, где M — количество слоев, $X_3^{(m)} = h_1 + h_2 + \dots + h_m$, $X_3^{(0)} = 0$. Уравнения (4a) представляют собой условие непрерывности механических смещений, (4b) — напряжений, (4c) — потенциала, (4d) — индукции электрического поля.

Если какая-либо поверхность $X_3 = X_3^{(m)}$ покрыта металлическим слоем бесконечно малой толщины и короткозамкнута, то уравнения (4c) и (4d) должны быть изменены. Правая часть уравнения (4c) в этом случае должна быть заменена нулем, левая часть уравнения (4d) также должна быть заменена нулем, а правая часть уравнения (4d) должна быть заменена правой частью уравнения (4c).

Потенциал $\varphi^{(f)}$ в свободном пространстве должен удовлетворять уравнению Лапласа и должен уменьшаться до нуля при $X_3 \rightarrow \infty$. Этим требованиям удовлетворяет $\varphi^{(f)}$ в виде

$$\varphi^{(f)} = \varphi^{(M)} e^{-kb_1(X_3 - X_3^{(M)})}, \quad X_3 \geq X_3^{(M)}. \quad (5)$$

Здесь $\varphi^{(M)}$ — потенциал на внешней поверхности верхнего слоя ($X_3 = X_3^{(M)}$). В результате получается следующее электрическое граничное условие для открытой внешней поверхности:

$$\begin{aligned} & i \sum_{n=N_{M-1}+1}^{N_M} C_n (e_{3jk} \alpha_j^{(n)} b_k^{(n)} - \varepsilon_{3j} \alpha_4^{(n)} b_j^{(n)}) \exp[ikb_3^{(n)} X_3^{(M)}] \\ & = b_1 \varepsilon_0 \sum_{n=N_{M-1}+1}^{N_M} C_n \alpha_4^{(n)} \exp[ikb_3^{(n)} X_3^{(M)}]. \quad (6) \end{aligned}$$

Для короткозамкнутой внешней границы электрическое граничное условие может быть получено из уравнения (4c), в котором следует положить $m = M$, а правую часть заменить нулем.

Полная система уравнений граничных условий содержит $n_0 + n_1 + n_2 + \dots + n_M$ уравнений относительно такого же количества неизвестных C_n для случая, когда все вещества системы — пьезодиэлектрики. Для такой системы в общем случае: $n_0 = 4$, $n_1 = n_2 = \dots = n_M = 8$.

2. Металлические слои на пьезоподложке. Сюда же можно отнести и случай, когда первый слой

металлический, а остальные либо металлические, либо диэлектрики в произвольной комбинации. В этом случае все механические граничные условия на всех поверхностях остаются такими же, как и в предыдущем случае, а электрические граничные условия упрощаются

$$\sum_{n=1}^{n_0} C_n \alpha_4^{(n)} = 0. \quad (7)$$

3. Изотропные диэлектрические слои на пьезоподложке. Пусть на пьезоэлектрической подложке расположены M изотропных диэлектрических слоев, относительная диэлектрическая проницаемость каждого из которых равна ε_m . В этом случае уравнения, описывающие электрические граничные условия, становятся громоздкими, поскольку теперь любая из границ может быть либо свободной (в смысле электрического потенциала), либо короткозамкнутой. В общем случае внутри каждого m -го слоя электрический потенциал должен теперь зависеть от X_3 следующим образом:

$$\varphi^{(m)}(X_3) = A_m e^{-kb_1(X_3 - X_3^{(m-1)})} + B_m e^{kb_1(X_3 - X_3^{(m-1)})},$$

$$X_3^{(m-1)} \leq X_3 \leq X_3^{(m)}. \quad (8)$$

После определения всех коэффициентов A_m и B_m через потенциалы границ можно затем, пользуясь условиями непрерывности потенциала и нормальной составляющей вектора электрической индукции на каждой границе, исключить все граничные потенциалы и выразить зависимость потенциала $\varphi^{(1)}$ в первом слое от X_3 , в которую будет входить только $\varphi^{(0)}(X_3 = 0)$ — потенциал на поверхности подложки. Через потенциал $\varphi^{(1)}$ выражается нормальная составляющая индукции электрического поля в первом слое

$$D_3^{(1)} = -\varepsilon_1 \varepsilon_0 \frac{d\varphi^{(1)}}{dX_3}. \quad (9)$$

Индукцию поля, рассчитанную в соответствии с (9) для $X_3 = 0$, следует теперь приравнять индукции, рассчитанной для подложки при том же значении X_3 . Это и будет одно электрическое граничное условие для изотропных диэлектрических слоев на пьезоэлектрической подложке, вид которого будет существенно зависеть от количества слоев и от электрического состояния всех границ (открытые или короткозамкнутые).

За. Все поверхности открытые (не короткозамкнутые). Если имеется один слой, то уравнение, описывающее электрические граничные условия, имеет вид

$$i \sum_{n=1}^{n_0} C_n (e_{3jk} \alpha_j^{(n)} b_k^{(n)} - \varepsilon_{3j} \alpha_4^{(n)} b_j^{(n)}) = \frac{b_1 \varepsilon_1 \varepsilon_0}{\text{sh}(kb_1 h_1)} S_1 \sum_{n=1}^{n_0} C_n \alpha_4^{(n)}, \quad (10a)$$

где

$$S_1 = \text{ch}(kb_1 h_1) - \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_1 \text{ch}(kb_1 h_1) + R_2 \text{sh}(kb_1 h_1)}. \quad (10b)$$

В выражении (10b) R_2 представляет собой рекуррентный коэффициент, позволяющий из формул (10) для одного слоя получить формулу для двух слоев,

$$R_2 = \frac{\varepsilon_2}{\text{sh}(kb_1 h_2)} S_2, \quad (11)$$

т.е. для двух слоев электрическое граничное условие имеет вид

$$i \sum_{n=1}^{n_0} C_n (e_{3jk} \alpha_j^{(n)} b_k^{(n)} - \varepsilon_{3j} \alpha_4^{(n)} b_j^{(n)}) = \frac{b_1 \varepsilon_1 \varepsilon_0}{\text{sh}(kb_1 h_1)} \times \left[\text{ch}(kb_1 h_1) - \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_1 \text{ch}(kb_1 h_1) + \frac{\varepsilon_2 \text{sh}(kb_1 h_1)}{\text{sh}(kb_1 h_2)} S_2} \right] \sum_{n=1}^{n_0} C_n \alpha_4^{(n)}, \quad (12a)$$

где

$$S_2 = \text{ch}(kb_1 h_2) - \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_2 \text{ch}(kb_1 h_2) + R_3 \text{sh}(kb_1 h_2)}. \quad (12b)$$

Рекуррентный коэффициент R_3 позволяет из формулы для двух слоев получить формулу для трех слоев

$$R_3 = \frac{\varepsilon_3}{\text{sh}(kb_1 h_3)} S_3, \quad (13)$$

т.е. для трех слоев получаем

$$i \sum_{n=1}^{n_0} C_n (e_{3jk} \alpha_j^{(n)} b_k^{(n)} - \varepsilon_{3j} \alpha_4^{(n)} b_j^{(n)}) = \frac{b_1 \varepsilon_1 \varepsilon_0}{\text{sh}(kb_1 h_1)} \times \left\{ \text{ch}(kb_1 h_1) - \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_1 \text{ch}(kb_1 h_1) + \frac{\varepsilon_2 \text{sh}(kb_1 h_1)}{\text{sh}(kb_1 h_2)} \times \left[\text{ch}(kb_1 h_2) - \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_2 \text{ch}(kb_1 h_2) + \frac{\varepsilon_3 \text{sh}(kb_1 h_2)}{\text{sh}(kb_1 h_3)} S_3 \right]} \right\} \times \sum_{n=1}^{n_0} C_n \alpha_4^{(n)}, \quad (14)$$

$$S_3 = \text{ch}(kb_1 h_3) - \frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_3 \text{ch}(kb_1 h_3) + R_4 \text{sh}(kb_1 h_3)}. \quad (14b)$$

Формула электрических граничных условий для $m + 1$ диэлектрических изотропных слоев с открытыми границами может быть получена из соответствующей формулы для m слоев с помощью рекуррентного коэффициента R_{m+1} . Если полное количество слоев равно M , то $R_{M+1} = 1$. Чтобы получить формулу для M слоев, необходимо последовательно сформулировать выражения сначала для одного слоя, затем для двух и т.д., пока не будет получена формула для M слоев.

Зв. Короткозамкнутая поверхность. Если одна из поверхностей раздела слоев $X_3 = X_3^{(m)}$ покрыта металлическим слоем бесконечно малой толщины и короткозамкнута, то электрические состояния всех более удаленных от подложки поверхностей не имеют значения, так как электрическое поле за пределами короткозамкнутой поверхности ($X_3 > X_3^{(m)}$) равно нулю. Таким же будет результат, если m слоев от подложки диэлектрические, слой $m + 1$ металлический, а все остальные, более удаленные, слои диэлектрические и металлические в произвольной комбинации.

Если короткозамкнутой является поверхность подложки $X_3 = 0$, то электрическое граничное условие определяется выражением (7). Если короткозамкнута любая другая поверхность $X_3 = X_3^{(m)}$, то электрическое граничное условие для такого случая можно легко получить следующим образом. С помощью рекуррентных коэффициентов R_i ($i = 2, 3, \dots, m$) необходимо получить выражение для m диэлектрических слоев с открытыми границами, как это описано выше. Затем в получившемся выражении в формуле для S_m (для последнего слоя перед короткозамкнутой границей) оставить только первое слагаемое $\text{ch}(kb_1 h_m)$, а второе слагаемое, содержащее R_{m+1} в знаменателе дроби, положить равным нулю. Получающееся уравнение соответствует нулевому значению потенциала поверхности $X_3 = X_3^{(m)}$. Например, для случая, когда короткозамкнутой является внешняя граница второго слоя $X_3 = X_3^{(2)}$, т.е. $\varphi^{(2)} = 0$, получаем, что уравнение электрических граничных условий будет совпадать с (12a), но в этом уравнении вместо (12b) следует положить $S_2 = \text{ch}(kb_1 h_2)$. Полное количество изотропных слоев $M > m$ и электрические состояния всех более удаленных поверхностей в этом случае не имеют значения с точки зрения электрических граничных условий.

Решение уравнений граничных условий

После того как все уравнения граничных условий сформулированы, получим систему линейных однородных уравнений относительно неизвестных коэффициентов C_n

$$\begin{aligned} a_{11}C_1 + a_{12}C_2 + \dots + a_{1N}C_N &= 0, \\ a_{21}C_1 + a_{22}C_2 + \dots + a_{2N}C_N &= 0, \\ \dots & \\ a_{N1}C_1 + a_{N2}C_2 + \dots + a_{NN}C_N &= 0. \end{aligned} \quad (15)$$

Количество уравнений и количество неизвестных N равны суммарному количеству парциальных мод во всех средах. Система (15) может иметь нетривиальное решение только в том случае, если комплексный определитель из коэффициентов этой системы равен нулю. При этом для поиска нуля определителя граничных условий применяется численный метод глобального поиска экстремума функции двух переменных (скорости V

и коэффициента δ), описанный в [6]. В качестве функции цели использовался квадрат абсолютной величины определителя граничных условий $|d|^2$.

Расчет скорости V и коэффициента δ может быть осуществлен также по методике Адлера [7], суть которой заключается в анализе эффективной диэлектрической проницаемости. Рассмотрим для определенности случай, когда все слои являются пьезоэлектриками. Тогда электрическое граничное условие на внешней границе верхнего слоя номер M заключается либо в непрерывности нормальной компоненты вектора индукции электрического поля $D_3^{(M)}$ для открытой поверхности, либо в непрерывности (равенстве нулю) потенциала $\varphi^{(M)}$ для короткозамкнутой поверхности. Обе эти величины (индукцию и потенциал) можно объединить в одну следующим образом [7]:

$$\varepsilon_{\text{eff}} = \frac{D_3^{(M)}}{k b_{1\varphi}^{(M)}}. \quad (16)$$

Здесь волновое число k добавлено в знаменатель для того, чтобы размерность получившейся комбинации индукции и потенциала совпадала с размерностью диэлектрической проницаемости. Коэффициент b_1 в (16) необходим для псевдоповерхностных волн. При этом условие непрерывности индукции или потенциала заменяется эквивалентным условием непрерывности эффективной диэлектрической проницаемости. Для открытой поверхности эффективная проницаемость должна быть равна ε_0 , для короткозамкнутой — бесконечности (диэлектрическая проницаемость металла). Выразив с помощью (3) и (9) потенциал и индукцию поля и подставив их в (16), получим следующее выражение:

$$\frac{i \sum_{n=N_{M-1}+1}^{N_M} C_n (e_{3jk} \alpha_j^{(n)} b_k^{(n)} - \varepsilon_{3j} \alpha_4^{(n)} b_j^{(n)}) \exp[ik b_3^{(n)} X_3^{(M)}]}{b_1 \varepsilon_0 \sum_{n=N_{M-1}+1}^{N_M} C_n \alpha_4^{(n)} \exp[ik b_3^{(n)} X_3^{(M)}]} = \begin{cases} \varepsilon_0, \\ \infty. \end{cases} \quad (17)$$

Верхнее равенство в (17) полностью эквивалентно уравнению (6), нижнее равенство — уравнению (4с), в левой части которого следует положить $m = M$, а правую часть заменить нулем. Квадрат абсолютной величины соотношения (17) используется в качестве функции цели для поиска скорости V и коэффициента затухания δ . Для открытой поверхности решение соответствует нулю (минимуму) этой функции, для короткозамкнутой — полюсу. В случае пьезоэлектрических слоев способ с применением эффективной диэлектрической проницаемости можно применить не только для внешней поверхности верхнего слоя, но и для любой поверхности раздела. В этом случае для открытой поверхности необходимо приравнять эффективную диэлектрическую проницаемость с одной стороны границы

такой же величине с другой стороны границы, а для короткозамкнутой поверхности использовать равенство нулю потенциала этой поверхности. В этом случае для формирования эффективной диэлектрической проницаемости необходимо использовать то уравнение системы (15), которое описывает граничное условие на соответствующей поверхности. Таким же способом можно сформировать функцию цели для случая изотропных диэлектрических слоев. В этом случае уравнение электрических граничных условий является единственным и представляет собой уравнение непрерывности нормальной составляющей индукции поля на поверхности подложки, полученное с учетом непрерывности всех электрических величин (потенциала и поля) на всех остальных поверхностях, для свободной поверхности подложки, или равенство нулю потенциала для короткозамкнутой поверхности подложки.

Результаты расчета

По методике, изложенной выше, были реализованы алгоритм и программа расчета основных параметров электроакустических поверхностных волн, распространяющихся в многослойных структурах. Некоторые из полученных результатов расчетов представлены на рис. 2, 3, которые иллюстрируют влияние одиночных слоев различных металлов на температурные свойства пьезокварца в диапазоне второго угла Эйлера [5] Θ от 70° до 150° при фиксированных нулевых величинах первого и третьего углов. В этом диапазоне углов Эйлера расположены ориентации пьезокварца, наиболее широко используемые в конкретных устройствах (YX , $AT-X$, $ST-X$ и др.). На рис. 2, 3 показаны двумерные зависимости температурного коэффициента задержки

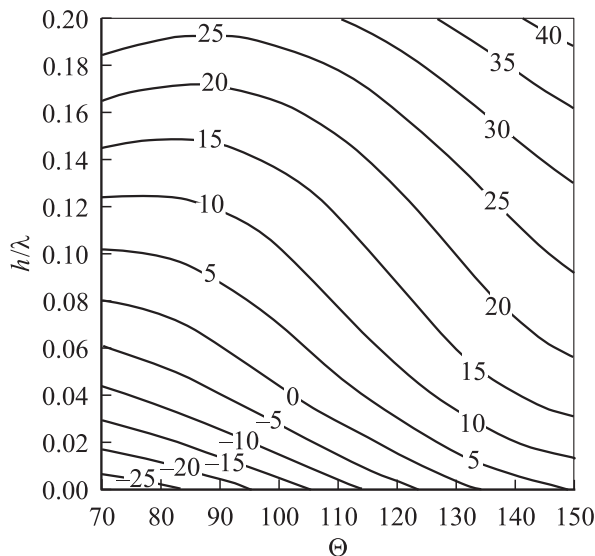


Рис. 2. Зависимость tcd (цифры на кривых в $10^{-6}1/^\circ\text{C}$) от Θ и от толщины h/λ алюминия на пьезокварце ($\varphi = 0$, $\Theta = 70-150^\circ$, $\psi = 0$).

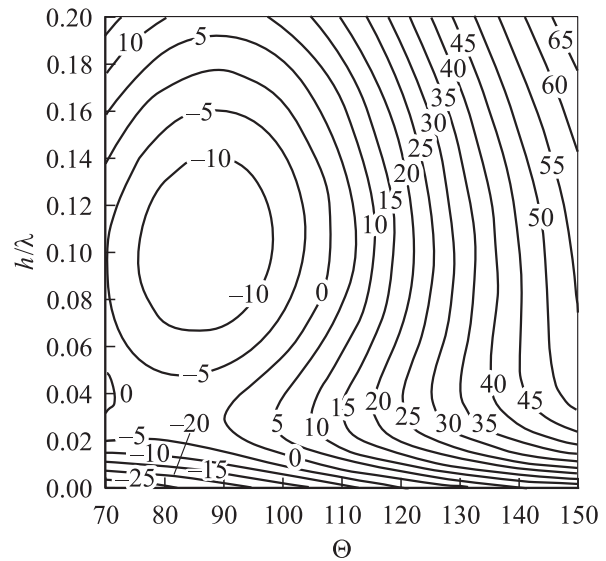


Рис. 3. То же, что на рис. 2, для золота на пьезокварце.

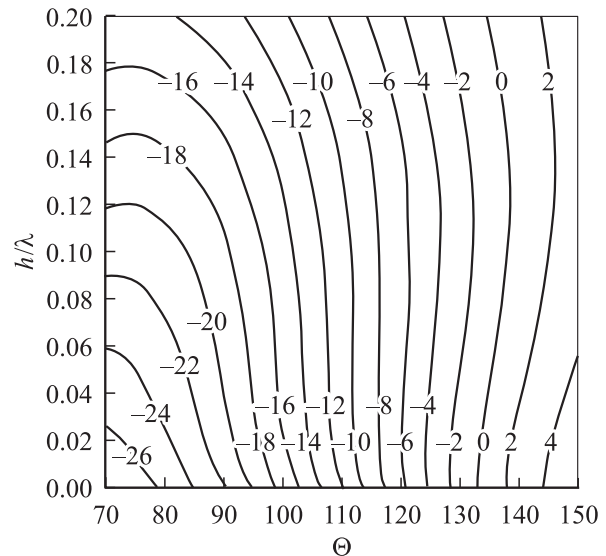


Рис. 4. То же, что на рис. 2, для изотропного плавленого кварца на пьезокварце.

tcd от угла Θ и от нормированной на длину волны (λ) толщины слоя алюминия Al и золота Au соответственно. Материальные константы для Al и Au взяты из работы [8]. Зависимости на рис. 2, 3 показывают, что отрицательные значения tcd могут быть скомпенсированы металлическим слоем определенной толщины, например, ориентация YX ($\Theta = 90^\circ$) может стать термостабильной, если на поверхность кварца напылить алюминиевый слой толщиной около 0.06λ . Рис. 4 показывает влияние на температурные свойства тех же ориентаций кварца одиночного слоя изотропного диэлектрического слоя плавленого кварца. Как следует из рис. 4, это влияние является достаточно слабым, соответствующие изолинии ориентированы преимущественно перпендикулярно

оси углов Θ . Это значит, что слой плавленого кварца может быть использован в качестве защитного слоя для предохранения поверхности кристалла кварца от нежелательных внешних механических и химических воздействий практически без изменения температурных свойств (в частности, почти без потери термостабильности ориентации $ST-X$, $\Theta = 132.75^\circ$).

Напыление тонкого металлического слоя на слой изотропного диэлектрика обеспечивает дополнительную защиту и от электрических внешних полей. Влияние изотропного слоя плавленого кварца и нанесенного сверху алюминиевого слоя иллюстрируется рис. 5. Здесь приведена двумерная зависимость tcd для $ST-X$ кварца от толщины слоя плавленого кварца и от толщины

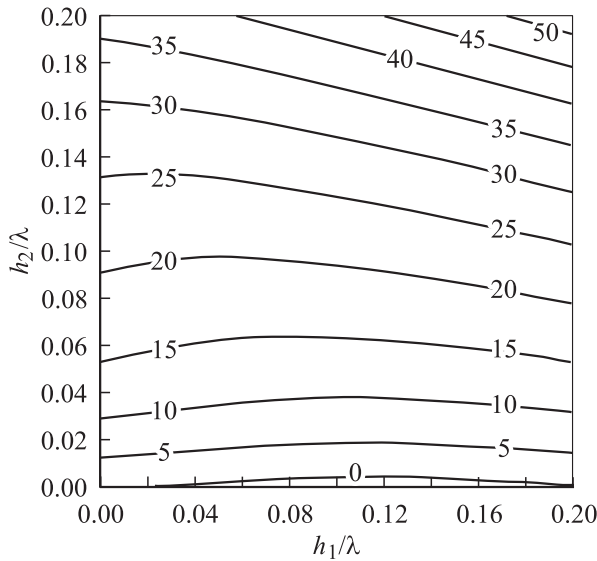


Рис. 5. Зависимость tcd (цифры на кривых в $10^{-6}/^\circ\text{C}$) от толщины слоя изотропного плавленого кварца h_1/λ и толщины слоя алюминия h_2/λ для $ST-X$ кварца $(0, 132.75^\circ, 0)$.

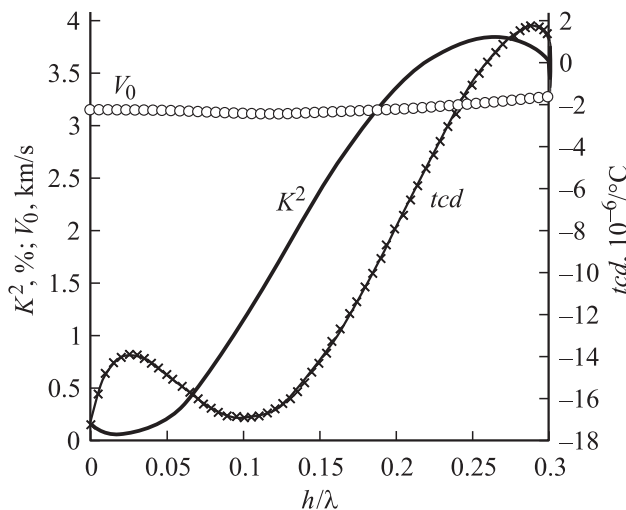


Рис. 6. Зависимости tcd , K^2 и V_0 от толщины слоя h/λ LiNbO_3 $(0, 38^\circ, 0)$ на подложке кварца $(0, 100^\circ, 0)$.

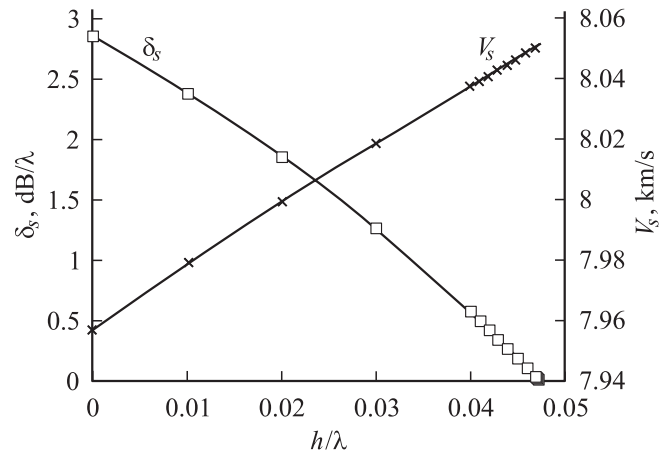


Рис. 7. Зависимости потерь δ_s и скорости V_s псевдоповерхностной волны второго порядка от толщины h/λ слоя алюминия на поверхности кристалла LiNbO_3 $(0, -49^\circ, 0)$.

слоя алюминия (двухслойная система кварц, плавленый кварц и сверху алюминий). Зависимость от толщины слоя алюминия достаточно сильная, поэтому толщина слоя алюминия должна быть малой, чтобы термостабильность данной ориентации сохранилась. На рис. 6 показаны результаты расчета зависимости скорости волны V_0 , температурного коэффициента задержки tcd и коэффициента электромеханической связи K^2 (ВШП на поверхности слоя) от толщины слоя ниобата лития LiNbO_3 $(0, 38^\circ, 0)$ на подложке кварца $(0, 100^\circ, 0)$ на открытой поверхности. Из рис. 6 видно, что при толщине слоя вблизи $h/\lambda = 0.26$ величина K^2 достигает значения 3.85%, а tcd становится равным нулю. Таким образом, слой ниобата лития на кварце может обеспечивать сочетание большой величины K^2 , характерной для ниобата лития, с высокой термостабильностью, присущей кварцу. Наконец, рассмотрим пример влияния металлического слоя на свойства псевдоповерхностных волн. В качестве примера рассмотрим LiNbO_3 $(0, -49^\circ, 0)$. Псевдоповерхностная волна второго порядка для этой ориентации имеет следующие характеристики: $V_s = 7.9576$ км/с, $V_0 = 8.3144$ км/с, $\delta_s = 2.865$ дБ/λ, $\delta_0 = 0.531$ дБ/λ, $K^2 = 8.58\%$. Индексы 0 и s соответствуют открытой и короткозамкнутой поверхности соответственно. Слой алюминия конечной толщины уменьшает потери. На рис. 7 показаны зависимости величины δ_s и скорости V_s от толщины алюминиевого слоя для этой волны. Из рисунка видно, что при увеличении h/λ от нуля до величины примерно 0.047 потери уменьшаются от 2.865 дБ/λ до величины порядка 10^{-3} дБ/λ. Это можно объяснить тем, что наличие металлического слоя приводит к изменению условий распространения волны таким образом, что уменьшается угол наклона, под которым волна уходит в глубину кристалла.

Заключение

Рассмотрена общая методика численного расчета параметров поверхностных и псевдоповерхностных акустических волн, распространяющихся в многослойных структурах, включая слои пьезоэлектрика, диэлектрика и металла на полубесконечной пьезоэлектрической подложке любого класса кристаллографической симметрии. Приведены результаты, иллюстрирующие влияние слоев из различных материалов на характеристики распространения электроакустических поверхностных волн. Показано, что в некоторых случаях возможно улучшение этих характеристик: например, повышение термостабильности, коэффициента электромеханической связи, а также снижение потерь распространения для псевдоповерхностных волн. Применение покрытий из различных слоев в различных комбинациях дает возможность существенно улучшить характеристики конкретных акустоэлектрических устройств.

Список литературы

- [1] *Raghavan R.S., Vetelino J.T., Jhunjunwala A.* // Proc. IEEE Ultrason. Symp. 1979. P. 606–611.
- [2] *Camou S., Pastureaud Th., Ballandras S. et al.* // Electron. Lett. 2001. Vol. 37. N 16. P. 1053–1055.
- [3] *Eng Leong T.* // Proc. IEEE Trans. on EFTC. 2002. Vol. 49. N 7. P. 929–936.
- [4] *Wallner P., Ruile W., Weigel R.* // Proc. IEEE Trans. on EFTC. 2000. Vol. 47. N 5. P. 1235–1240.
- [5] *Campbell J., Jones W.* // Proc. IEEE Trans. on Son. and Ultrason. 1968. Vol. SU-15. N 4. P. 209–217.
- [6] *Dvoeshertov M.Yu., Cherednik V.I., Chirimanov A.P. et al.* // SPIE. 1999.
- [7] *Adler E.* // Proc. IEEE Trans. on EFTC. 1994. Vol. 41. N 6. P. 876–882. Vol. 3900. P. 283–289.
- [8] *Ballandras S., Gavignet E., Bigler E. et al.* // Appl. Phys. Lett. 1977. Vol. 71. N 12. P. 1625–1627.